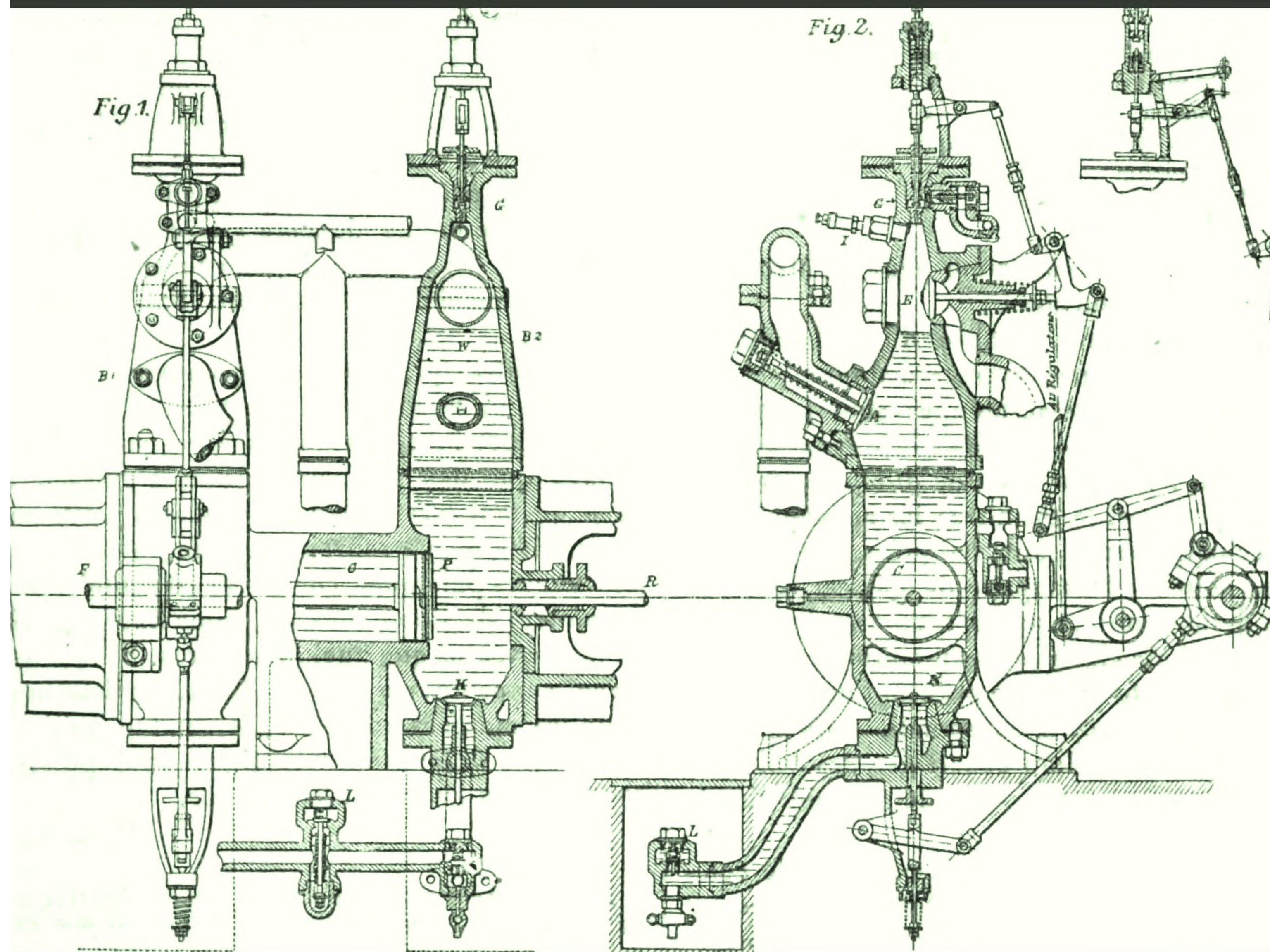
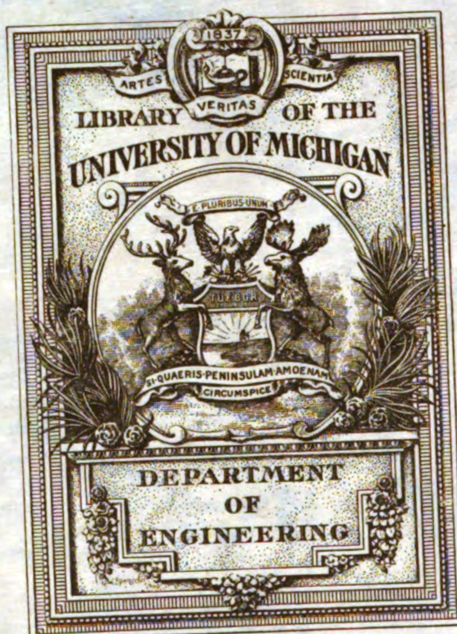
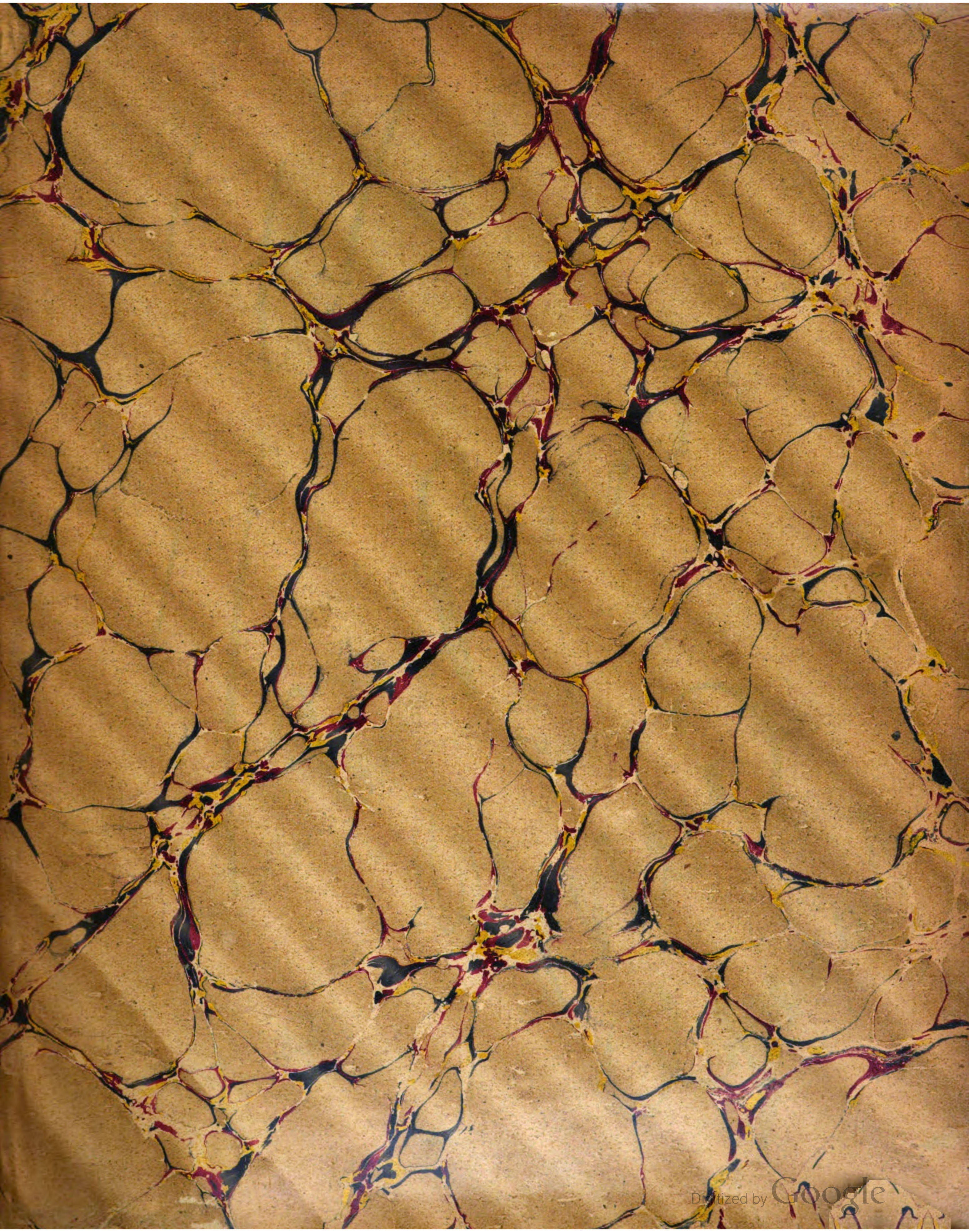


La Lumière électrique


1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
E PLURIBUS UNUM
TUEBOR
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE
DEPARTMENT
OF
ENGINEERING



L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. D'ARSONVAL
PROFESSEUR AU COLLÈGE DE FRANCE,
MEMBRE DE L'INSTITUT.

A. BLONDEL
INGÉNIEUR DES PONTS ET CHAUSSÉES,
PROFESSEUR A L'ÉCOLE DES PONTS
ET CHAUSSÉES.

ÉRIC GÉRARD
DIRECTEUR DE L'INSTITUT
ÉLECTROTECHNIQUE MONTEFIORE.

G. LIPPMANN
PROFESSEUR A LA SORBONNE,
MEMBRE DE L'INSTITUT.

D. MONNIER
PROFESSEUR A L'ÉCOLE CENTRALE
DES ARTS ET MANUFACTURES.

H. POINCARÉ
PROFESSEUR A LA SORBONNE,
MEMBRE DE L'INSTITUT.

A. POTIER
PROFESSEUR A L'ÉCOLE DES MINES,
MEMBRE DE L'INSTITUT.

A. WITZ
INGÉNIEUR DES ARTS ET MANUFACTURES,
PROFESSEUR A LA FACULTÉ LIBRE DES SCIENCES DE LILLE.

TOME XL

3e TRIMESTRE 1904

ADMINISTRATION ET RÉDACTION

40, RUE DES ÉCOLES, 40

PARIS Ve

Tome XL | Samedi 2 Juillet 1904. | 11e Année. — N° 27

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

DIAGRAMME GÉNÉRAL DES COURANTS ALTERNATIFS

(*Suite et fin.*)

c. Le diagramme des commutatrices qui servent à transformer le courant alternatif en courant continu, se déduit facilement de celui des moteurs synchrones. La différence essentiel est qu'une partie des AT $= AT_{\sim}$ de l'induit à courants alternatifs est neutralisée par les AT $= AT_g$ de l'induit à courant continu, et par ce fait, ce sont seulement les AT transversaux $= AT_{\sim} \cos \varphi$ qui sont contrariés par les AT du courant continu, pendant que les contre-AW.... $= AW_{\sim} \sin \varphi$ restent intacts. Par conséquent dans la commutatrice sur $AT_{\sim} \cos \varphi$ il n'y a que $kAT_{\sim} \cos \varphi$ qui restent intacts; k étant un coefficient dépendant du nombre des phases. Nous poserons, d'après le rapport établi par Steinmetz, que le rapport du courant existant (valeur effective) dans la commutatrice au courant continu dans le même appareil est égal à

$$k = \sqrt{\frac{8}{p'^2 \sin^2 \frac{\pi}{p'}} + 1 - \frac{16}{\pi^2}}$$

où

$p = 2$ (monophasé)	3	4 diphasé	6
$k = 1{,}17$ ou $1{,}07$ [1]	0,74	0,61	0,51

[1] 1,17 pour un circuit ; 1,04 pour deux circuits. Les valeurs de k ne sont peut-être pas très exactes parce que pour la réaction de l'induit, le signe du courant résultant a son importance et que pour la perte ohmique il n'en est plus de même.

On ne possède pas de déterminations plus précises là-dessus ; k pourrait être plutôt plus petit pour 3 phases (triphasé) : environ o.4. Et on prend souvent d'une manière approchée $k = 0$.

La figure 11 représente le diagramme exact (un seul induit) ; les figures 12 et 13 représentent des diagrammes approchés.

Il est à remarquer à ce sujet que E_w n'est à déduire que seulement du courant résultant (différence entre le courant alternatif et le courant continu) qui n'est que $k\mathfrak{J}_{\sim}$, si l'on désigne par $\mathfrak{J}_{\sim}$ le courant alternatif primaire.

La direction de E_w ne correspond pas non plus à $\mathfrak{J}_{\sim}$, mais à la résultante de $\mathfrak{J}_{\sim} \sin \varphi$ et

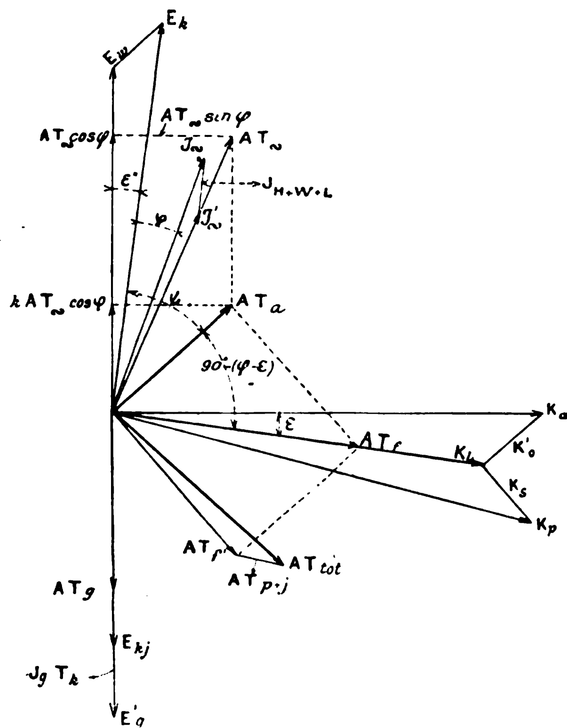


Fig. 11. — Lire : $\mathfrak{J}_g W_k$.

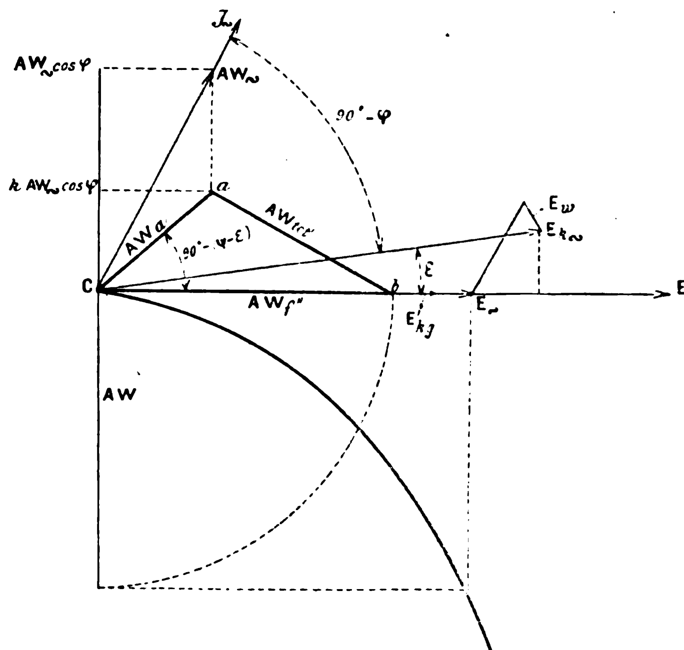


Fig. 12. — Lire T au lieu de W.

$k\mathfrak{J}_{\sim}$. Cette résultante coïncide avec la direction des AT résultants de l'induit $= AT_a$. On obtient toujours cette dernière comme hypothénuse des côtés d'angle droit $AT_{\sim} \sin \varphi$ et $kAT_a \cos \varphi$ (fig. 11).

La valeur de la chute de tension dans la commutatrice est en conséquence plus grande que dans le cas de l'emploi de ces machines comme moteur synchrone.

Le calcul de E_s doit se rapporter au courant alternatif total $\mathfrak{J}_{\sim}$ par phase.

Si $E_{\sim}$ désigne la force électromotrice du courant alternatif, E_g sera alors la force électromotrice du courant continu

$$E_g = \frac{p'}{c} E_{\sim} ; \tag{16}$$

où c est le facteur de tension (voir 1er tableau) ; et la tension aux bornes du courant continu sera

$$E_{kg} = E_g - \mathfrak{J}_g w_k \tag{17}$$

où w'_k est la résistance de la commutatrice côté continu.

La valeur de E, peut d'ailleurs être augmentée par l'insertion de bobines de self-induction, et en employant en même temps un enroulement renforçant de champs en série, il sera possible d'augmenter la tension continue avec la charge, ou tout au moins l'avoir constante.

La figure 12 correspond à la sous-excitation pour une charge peu considérable de courant continu, spécialement pour la marche à vide, et la figure 13 correspond à la sur-excitation par un enroulement en série, à pleine charge.

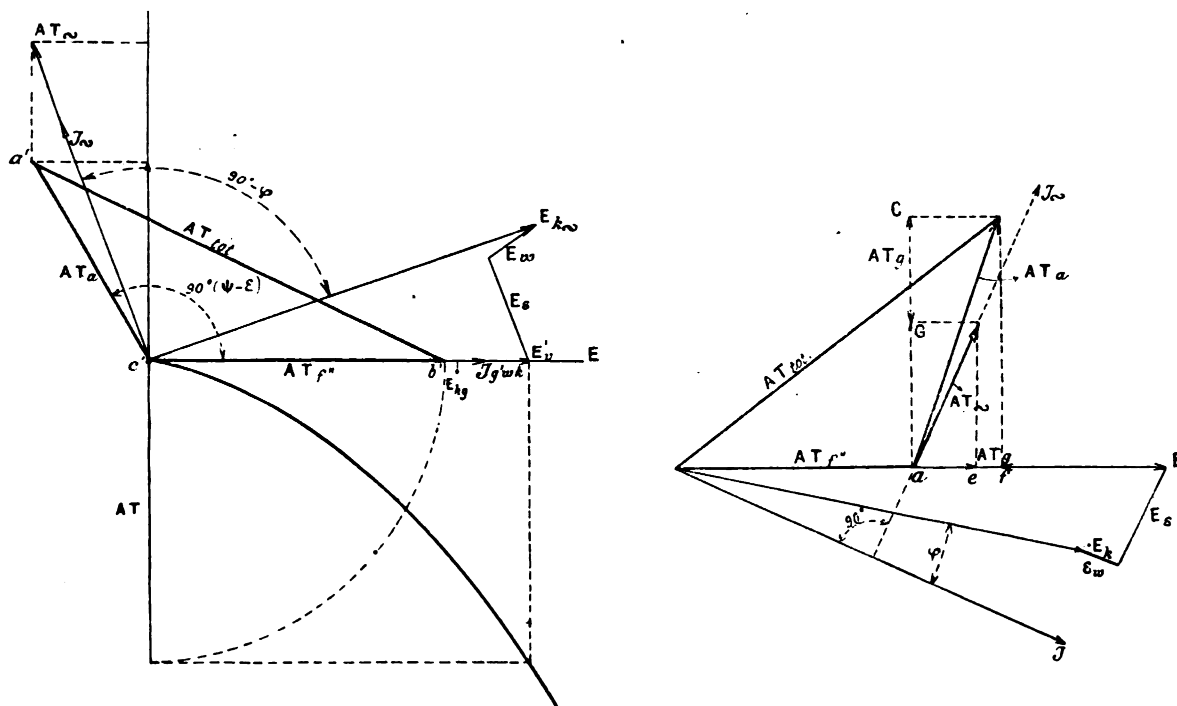


Fig. 13 et 14.

Si $\mathfrak{I}_g$ désigne le courant continu à pleine charge correspondant à la figure 12, z le nombre de spires de l'enroulement-série, $ab = AT_n$ (fig. 12) les AT du champ pour la marche à vide dans l'enroulement-shunt, on a (fig. 12) $a'b' = AT_n + \mathfrak{I}_g z_s$, d'où l'on déduit le nombre de tours nécessaires.

La force électromotrice $E_{\sim}$ a été prise égale à E'_g, où E'_g est égale (à la constante $\frac{p'}{c}$ près) à la force électromotrice du courant continu.

Le même rapport existe aussi pour la tension aux bornes E'_{kg} du côté du courant continu. Si l'on prend d'égales longueurs pour $E_{k\sim}$ dans les figures 12 et 13, le rapport des valeurs E'_{kg} dans les mêmes figures donnera la variation du courant continu avec la charge.

d. Le diagramme pour dynamo à double courant (fig. 14) diffère de celui d'une commutatrice, surtout parce que les courants continus et alternatifs *s'ajoutent*. Les AT de l'induit $= AW_a$ qui en résultent prennent alors la valeur

$$\sqrt{(AT_{\sim} \cos \varphi + AT_g)^2 + (AT_{\sim} \sin \varphi)^2}$$

tant que les balais se trouvent dans la zone neutre.

Lors d'un déplacement de balais on doit reporter les AT de l'induit à courant continu (AT_q), situés dans le double de l'angle de calage des balais, sur AT∿sin φ, pendant que les AT_g de plus haut ne forment plus que le reste des AT sin φ de l'induit à courant continu ; ce qui veut dire que (fig. 14)

$$AT_a = \sqrt{(AT_{\sim} \cos \varphi + AT_g)^2 + (AT_{\sim} \sin \varphi + AT_q)^2} = \sqrt{(ab + cb)^2 + (ae + eb)^2}$$

E_w correspond à la chute ohmique par l'action réunie des courants alternatifs et continu ; en se rapportant par exemple au côté parcouru par des courants alternatifs pour A_g KW de

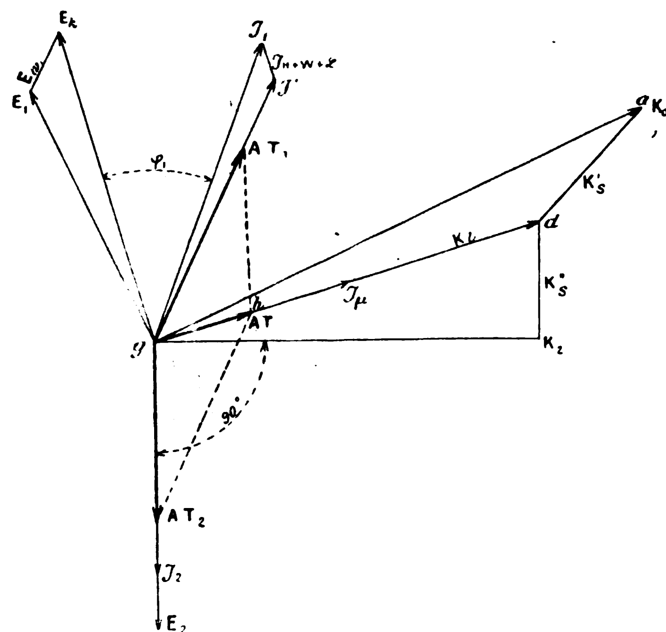


Fig. 15.

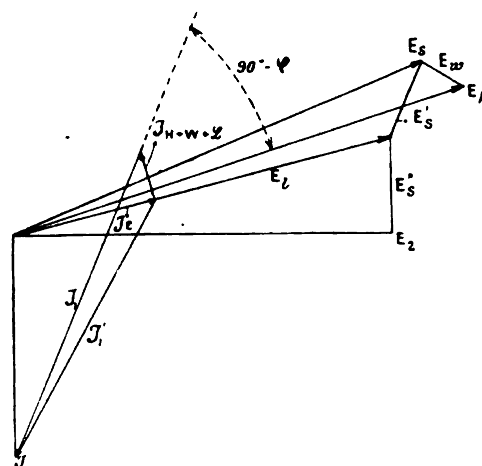


Fig. 15 *a*.

courant continu l'on a $A_{\sim}$KVA de courant alternatif et par suite w étant la résistance par phase

$$E_w = \frac{\sqrt{(A_g + A_{\sim} \cos \varphi)^2 + A_{\sim}^2 \sin^2 \varphi}}{p'E} w \tag{18}$$

avec un déplacement φ′ vers la tension alternative E_k par phase, déterminé par

$$\operatorname{tang} \varphi' = \frac{A_{\sim} \sin \varphi}{A_g + A_{\sim} \cos \varphi}. \tag{19}$$

La superposition des courants dans la *dynamo à double courant* a été étudiée d'une manière plus précise par *Holitscher* (E.T.Z. p. 22, 1904).

e. Le diagramme des moteurs asynchrones est représenté sous sa forme générale par la figure 15. Dans la figure 15 *a*, tous les champs K ont été représentés par les forces électromotrices E correspondantes. Toutes les grandeurs primaires sont affectées de l'indice 1, les grandeurs secondaires de l'indice 2. Les valeurs moyennes de AT_1 et AT_2 sont déterminées d'après la formule (3) en y introduisant δ_1 et δ_2 ; $\left(\frac{P}{\tau} = 1\right)$; E_1 et E_2 sont déterminées d'après les formules (1) et (2), dans lesquelles on remplace K_a et K_c par K_1 et K_2 ; pour E_2 l'on

remplace n par le glissement n_s du rotor et l'on pose, pour l'induit « en cage d'écureuil » $c_2 = 2.22$; k_l désigne le flux dans l'entrefer, k'_s le flux de dispersion primaire et k''_s le flux de dispersion secondaire.

Les AT résultants doivent être évalués par le courant magnétisant $\mathfrak{J}_\mu$

$$\mathfrak{J}_\mu = c' \frac{2p}{z} \text{AT} \tag{20}$$

où

$$c' = \begin{cases} \overbrace{\text{triphasé} \quad \text{diphasé} \quad \text{3-phasé glissant}}^{\text{enroulement}} \\ 1,2 \qquad 1,8 \qquad 1,4 \end{cases}$$

z = nombre de conducteurs par phase

AT est la valeur moyenne des ampère-tours nécessaires par pôle. Si l'on pose pour AT la valeur maxima, on remplacera alors c' par $c' \frac{2}{\pi}$.

$$\mathfrak{J}_{H+W+L} = \frac{\text{Hystérésis + courants de Foucault + frottement sur l'axe}}{p' E_k}$$

est parallèle à E_k.

Si le rotor est fermé sur une self-induction, ce qui est encore le cas pour le premier moteur du groupement en cascade, le diagramme prend alors la forme 16. Si le rotor est pourvu d'un collecteur on obtient le diagramme 17, dans lequel le courant $\mathfrak{J}_2$ dans sa partie secondaire peut prendre n'importe quelle position par rapport à E_2. Le diagramme est également vrai pour un rotor à capacité.

Pour un couple donné [1].

$$\mathfrak{M} = 3,6\, c' p k_2 \mathfrak{J}_2 (z_2 p') 10^{-10} \cos \varphi_2$$

on déduit de

$$E_2 = c_2 n_s z_2 K_2 . 10^{-8}$$

et de la tension E_c aux bornes du collecteur, la résultante E_r à construire sous l'angle φ_c, qui dépend de la disposition des balais et de la phase de $\mathfrak{C}_c$; on a alors $E = \mathfrak{J}_2 w_2$, w_2 étant la résistance de l'induit par phase.

On obtient ainsi la valeur du glissement n_s, pour un moteur compensé qui pour un moteur ordinaire est simplement

$$n_s = \frac{\mathfrak{J}_2 w_2}{c_2 z_2 K_2 10^{-8}} = k \frac{\mathfrak{M} w_2}{K_2^2} . \tag{21}$$

Généralement on a entre la self-induction $\mathfrak{L}_2$ et la capacité C_2 dans le rotor la relation,

$$E_2 = c_2 n_s z_2 K_2 10^{-8} = \mathfrak{J}_2 \sqrt{w_2^2 + \left(2\pi n_s L_2 - \frac{1}{2\pi n_s C_2}\right)^2}$$

Si l'enroulement du rotor est en relation avec des résistances (en dehors du collecteur) le courant total dans le rotor est la somme des vecteurs $\mathfrak{J}_2$ (fig. 17) et $\mathfrak{J}'_2$ (qui est induit directement)

[1]

Enroulement	Cage	3-phasé	2-phasé	3 phasé glissant	3-phases
c'	1	0,95	0,90	0,83	0,90

Dans le diagramme l'on doit ramener toutes les grandeurs *secondaires* au circuit primaire. Ainsi la véritable force électromotrice E'_2 a pour valeur, si E_2 est celle indiquée par le diagramme,

$$E'_2 = E_2 \left(\frac{z_2}{z_1}\right) \frac{c_2}{c_1} \qquad (22)$$

(en ce qui concerne c_2 et c_1 voir le tableau 1)

De même

$$\mathfrak{J}'_2 = \mathfrak{J}_2 \left(\frac{z_1}{z_2}\right) \frac{c'}{c''}$$

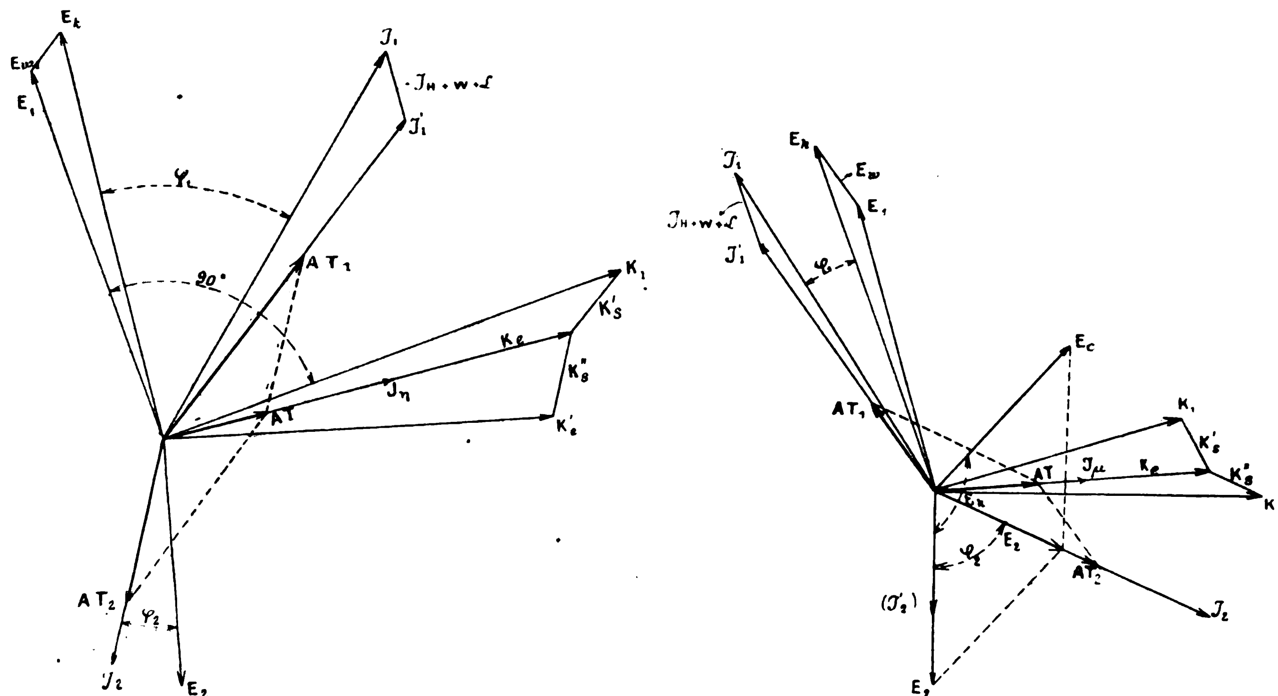


Fig. 16 et 17.

$\frac{c''}{c'}$ est le rapport du facteur dépendant de la largeur des bobines (voir tableau 2), c'est-à-dire d'une manière approchée $= \frac{c_1}{c_2}$. Quant à w_2 l'on a,

$$w'_2 = w_2 \left(\frac{z_2}{z_1}\,\frac{c''}{c'}\right)^2$$

Pour le rapport

$$\frac{\text{primaire à 3 bagues de contact}}{\text{secondaire en forme de cage}}$$

on a

$$\frac{c_2}{c_1} = \frac{2{,}22}{1{,}85} \quad \text{et} \quad \frac{c'}{c''} = 0{,}84.$$

La forme du diagramme généralement employé est représentée par les figures 18 et 19 qui découlent immédiatement de la figure 15, (*df* est ∥ à *eg*; *cdb* est dans le prolongement de *cd* ; *ab* ∥ *dg*; *bk* ∥ *df*.)

La figure 18 permet de déduire directement que les triangles *abd* et *ghi* sont semblables, c'est-à-dire que *ad* et $\mathfrak{J}_1$, *bd* et $\mathfrak{J}_2$, *ab* et $\mathfrak{J}_\mu$, *ac* et $\mathfrak{J}_\mu$ sont proportionnels dans la marche à vide ; *af* est proportionnel à $\mathfrak{J}_1$ en court-circuit, c'est-à-dire $af = \mathfrak{J}_k$ pour $w_2 = 0$.

On pose souvent

$$ad = K'_s = \tau_1 K_l \frac{\mathfrak{J}_1}{\mathfrak{J}_\mu} = \frac{C\mathfrak{J}_1}{w'_s},$$

$$cd = K''_s = \tau_2 K_l \frac{\mathfrak{J}_2}{\mathfrak{J}_\mu} = \frac{C\mathfrak{J}_2}{w''_s}$$

où

w'_s = résistance magnétique du champ de dispersion primaire,
w''_s = » » » secondaire
w = » » principal K_l

$$\left.\begin{aligned} \tau_1 &= \frac{w}{w'_s} \\ \tau_2 &= \frac{w}{w''_s} \end{aligned}\right\} = \text{coefficients de dispersion.}$$

Après une certaine transformation l'on tire de la figure 18

$$cf = \frac{ac}{\tau_1 + \tau_2 + \tau_1\tau_2} = \frac{ac}{\tau},$$

$$ab = \tau_1 K_l$$

$$kc = \tau c_f.$$

τ étant le coefficient total de dispersion.

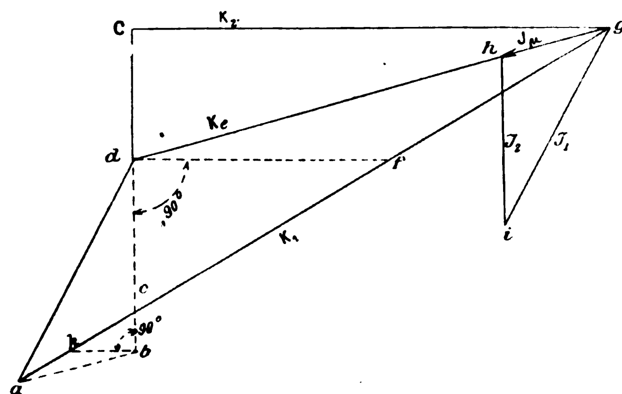


Fig. 18.

Pour *ag* constant, c'est-à-dire pour une force électromotrice primaire constante, *d* décrit une demi-circonférence de diamètre *cf*.

La figure 19 donne le diagramme sous une forme plus commode. Souvent l'on néglige complètement le triangle *abc* et l'on admet $\mathfrak{J}_\mu$ toujours égal à *ac* et $cd = \mathfrak{J}_2$. Le côté *dl* est proportionnel au couple $\mathfrak{M}$ = constante $\times \mathfrak{J}_2 K_2$, parce que *dm* est proportionnel à K_2.

Soit $an = \mathfrak{J}_{kw}$ le courant efficace au repos, le rotor étant en court-circuit, c'est-à-dire que

$$\mathfrak{J}_{kw} = \frac{E_1}{\sqrt{w_2^2 + \left(\frac{E_1}{\mathfrak{J}_k}\right)^2}}$$

lorsque $\mathfrak{I}_k$ est le courant en court-circuit idéal pour ($w_2 = o$) *mn* représente le champ K_2 du rotor au repos, quand $E_2 = \mathfrak{I}_2 w_2 = c_2 n_1 z_2 K_2 10^{-8}$.

Si l'on trace $\overline{no} \perp \overline{am}$, pour n'importe quelle charge, on a alors $\frac{\overline{po}}{\overline{no}} \times n_1 = n_2$, parce que d'une manière générale

$$n_2 = C \frac{\mathfrak{I}_2}{K_2} = C \frac{\overline{dc}}{\overline{dm}}$$

et

$$n_1 = C \frac{\overline{cn}}{\overline{nm}}$$

Ceci nous permet de dresser une échelle de glissement (*Schlupfungsmaasstab*). Si *no* = 100 p. 100, *po* sera alors le glissement en p. 100.

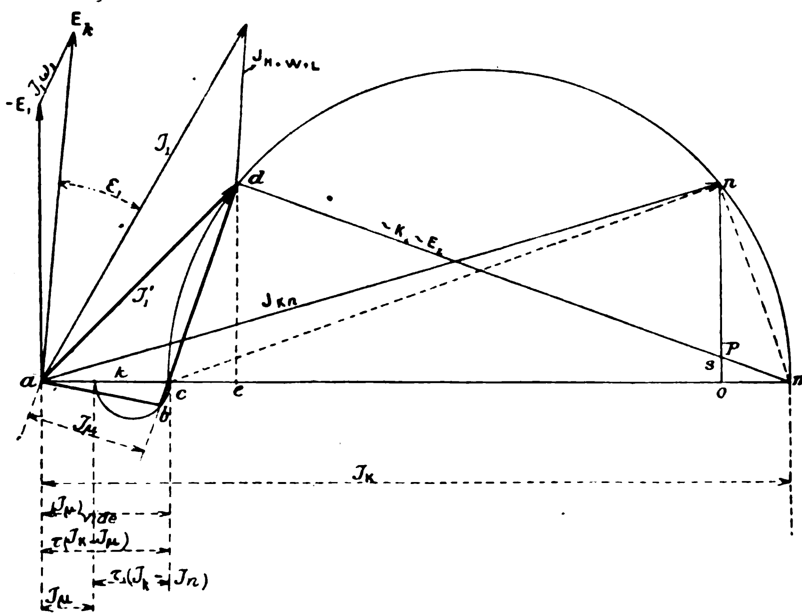


Fig. 19.

Pour des évaluations exactes, où on ne peut plus considérer E_2 comme constant, il est nécessaire de revenir au diagramme 15, qui permet de construire plusieurs demi-circonférences rigoureusement exactes : une pour la marche à vide, une pour la pleine charge, une pour la valeur de sous-charge (sommet de la circonférence) et éventuellement pour le démarrage. Pour la première $E_1 = E_k$; pour la seconde $E_1 = E_k - w_1 \left(1 - 2 \frac{\mathfrak{I}_\mu}{\mathfrak{I}_k}\right) \sqrt{\mathfrak{I}_\mu \mathfrak{I}_k}$; pour la troisième $E_1 = E_k - 0{,}5\, \mathfrak{I}_k w_1$ et pour la dernière $E_1 = \sqrt{E_k^2 - \mathfrak{I}_k^2 w_1^2}$ où $\mathfrak{I}_k$ et $\mathfrak{I}_\mu$, et E_2 doivent être pris sur les courbes dessinées ; et il faut remarquer que pour des courants considérables $\mathfrak{I}_1$ et $\mathfrak{I}_2$, les champs dans l'air et dans l'induit, deviennent de plus en plus petits.

En ce qui concerne le calcul du diagramme des moteurs asynchrones nous avons encore besoin de certaines indications. La résistance w_1 par phase se calcule d'après la formule (5).

Les AT résultants (valeur moyenne) par pôle sont

$$= 0{,}8 \left[B_l \delta + \frac{\mathfrak{B}z_1}{\mu z_2} l z_1 + \frac{\mathfrak{B}_1}{\mu z_2} l z_2 + \frac{\mathfrak{B}_2}{\mu_2} l_2 \right] \quad (25)$$

où $\mathfrak{B}_l$, $\mathfrak{B}_z$, etc. sont les valeurs moyennes des inductions dans l'air, les dents et le fer, correspondant aux longueurs magnétiques δ, l_{z1}.... ainsi que les perméabilités μ_{z1}, μ_1...

On fait entrer souvent dans les calculs les valeurs maxima des inductions ; mais dans ce dernier cas ce n'est pas AT_{moy} que l'on obtient mais AT_{max}.

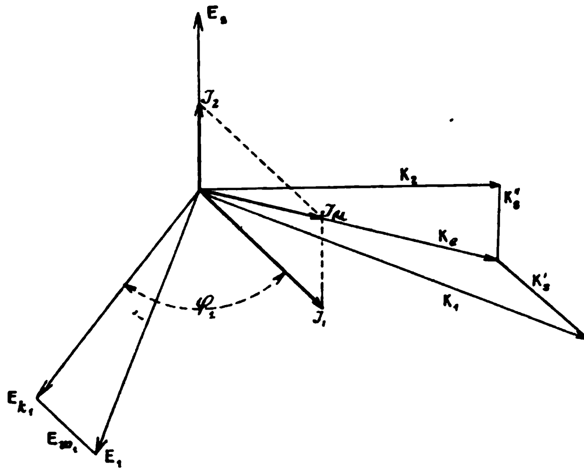


Fig. 20.

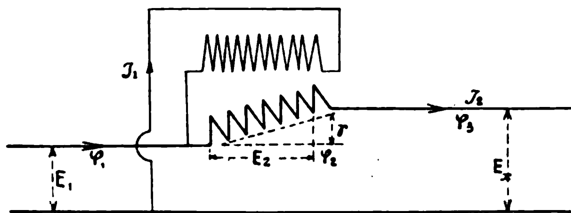


Fig. 21.

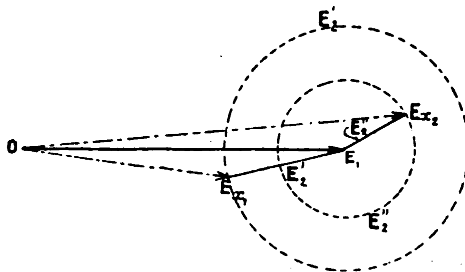


Fig. 23.

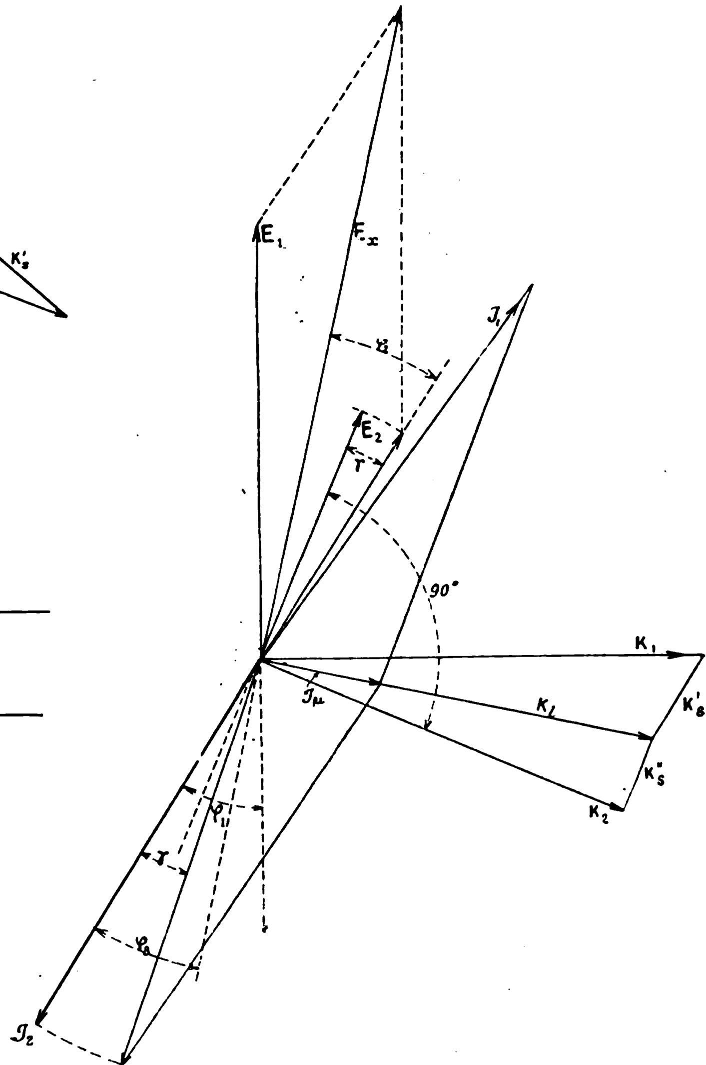


Fig. 22.

On tire $\mathfrak{I}_\mu$ de AT de la formule (20) ; K'_s et K''_s se calculent comme dans le cas des générateurs

$$K'_s = \frac{\mathfrak{I}_1 z_1 \sqrt{2}}{2pq} \Lambda_1 (1 + Cg_1 + Cp_1) \tag{26}$$

$$K''_s = \frac{\mathfrak{I}_2 z_2 \sqrt{2}}{2pq} \Lambda_2 (1 + Cg_2 + Cp_2) \tag{27}$$

La différence par rapport aux générateurs est que λ_1 pour la partie primaire devient

$$\lambda_1 = 0,8 \frac{h_1}{b_1} + 2,5 \left[\left(\frac{h_2}{b_2} + \frac{h_3}{b_3} \right) + \frac{(\tau''_z - b_z - b''_z)^2}{8\delta\tau''_z} \right] \tag{28}$$

où τ''_z est la division dentée secondaire, b'' l'ouverture secondaire supérieure des encoches et $\frac{(\tau''_z - b_z - b''_z)^2}{8\,\delta\tau''_z}$ la dispersion en zigzag.

Pour le rotor les grandeurs primaires et secondaires peuvent s'interchanger. Quant aux autres indications elles sont les mêmes que celles que nous avons données pour les générateurs.

Lorsque l'on calcule K'_s et K''_s pour les valeurs $\mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}_k$ et $\mathfrak{J}_2 = \sim \mathfrak{J}_k - \frac{\mathfrak{J}_\mu}{2}$ et qu'on les désigne par K'_{sk} et K''_{sk}, alors

$$E_1 = 2{,}2\, n_1 z_1 (K'_{sk} + K''_{sk}) 10^{-8}$$

d'où l'on déduit $\mathfrak{J}_k$ pour une valeur donnée de $\mathfrak{J}_\mu$.

Sans changements considérables on déduit du diagramme des moteurs celui du *générateur asynchrone*. Il est caractéristique que les AT d'excitation (fig. 21) doivent être fournis également par l'alternateur (générateur) extérieurement.

Le nombre de tours, correspondant au *glissement* positif n, doit varier suivant la formule

$$E_2 = c_2 n_s z_2 K_2 10^{-8} = \mathfrak{J}_2 w_2.$$

Lorsque l'on ne change pas n_s en même temps que $\mathfrak{J}_1$, l'alternateur fournira ou un nombre de périodes variable ou $\mathfrak{J}_\mu$ variable, et par conséquent le rapport de saturation changera jusqu'à ce que le diagramme 20 sera de nouveau satisfait.

Ce diagramme est également appliquable dans le cas d'un alternateur asynchrone fonctionnant comme machine complémentaire (*Zusatzmaschine*); dans ce dernier cas E_1 et E_k varient proportionnellement au courant primaire $\mathfrak{J}_1$, c'est-à-dire que pour un démarrage constant hypersynchrone, la saturation croit avec la charge du réseau $\mathfrak{J}_1$.

E_{k_1} se compose avec la tension de la machine complémentaire pour donner la tension du réseau.

La façon de se comporter des moteurs asynchrones démarrant en arrière, qui pour des glissements > 100 p. 100 agissent également comme générateurs, est donnée par le diagramme ordinaire des moteurs (fig. 15).

e. Le dernier cas se rattachant à notre sujet est le *régulateur de tension* qui est constitué à la manière d'un moteur à induction à plusieurs phases, dont la figure 21 n'en représente qu'une seule. Dans le rotor il y a la tension donne E_1 (fig. 21); dans le stator on induit une tension complémentaire E_2 et il est parcouru par le courant du réseau $\mathfrak{J}_2$.

Pour une rotation donnée du rotor on peut varier à volonté la situation réciproque de E_1 et E_2, de sorte que la tension du réseau E_r entre $E_1 + E_2$ et $E_1 - E_2$ peut être modifiée comme on le voudra.

Lorsque le rotor a tourné d'un angle γ de la position où le champ du stator et le champ du rotor se trouve situés sur un même axe, le diagramme (21) est applicable à cela près que les petites chutes ohmiques $\mathfrak{J}_1 w_1$ et $\mathfrak{J}_2 w_2$ sont négligées : on pourrait d'ailleurs en tenir compte comme dans la figure 15.

Le courant de court-circuit du régulateur de tension doit être au moins deux fois plus intense que le courant réticulaire $\mathfrak{J}_2$ dans sa valeur maxima, parce qu'autrement les champs de dispersion $K'_s + K''_s$ absorberaient trop de la tension complémentaire E_2 (Zusatzspannung). Si $\mathfrak{J}_z = \mathfrak{J}_k$ il n'y a plus de tension complémentaire.

Le graphique 23 montre comment E'_2, pour $\mathfrak{J}_2 = 0$ ou des valeurs très faibles de $\mathfrak{J}_2$,

décrit une grande circonférence et comment pour $\mathfrak{I}_2$ très grand, cette circonférence devient très petite (E''_2). E_{x_1} est la tension à vide pour laquelle $\sphericalangle OE_1E_{x_1} = \gamma'$ et E_{x_2} est la tension à pleine charge avec $\sphericalangle OE_2E_{x_2} = \gamma''$.

F. NIETHAMMER.

EMPLOI
D'UN SURVOLTEUR PENDANT LA DÉCHARGE D'UNE BATTERIE

Dans les installations centrales électriques munies d'une batterie d'accumulateurs on fait en général usage d'un survolteur pour produire la tension extra, nécessaire pour la charge de la batterie.

Un survolteur consiste en un moteur, accouplé directement à un générateur : le moteur construit pour la tension des rails, le générateur ayant une tension réglable entre zéro et une valeur maximum. En réglant la tension de ce dernier, on varie le courant de charge et indirectement la tension des rails.

Pendant la décharge ou la marche en parallèle on met hors service le survolteur et l'on règle la tension de la batterie en variant le nombre d'éléments au moyen de l'adjoncteur-réducteur.

Ce moyen a les inconvénients suivants :

1° Il est impossible de régler la tension par des intervalles inférieurs à 2 volts.

2° Dans la batterie il y a toujours une partie des éléments qui est moins déchargée que le reste et même il y a des éléments qui ne sont pratiquement jamais déchargés. Cela fait que ces éléments se sulfatent de sorte que, si ceux-ci doivent entrer en service, ils ont généralement une capacité ~~minima~~. moindre.

Pour remédier à ces inconvénients nous avons fait usage, avec succès, du survolteur.

Un moteur et un générateur ne diffèrent que par la manière dont ils fonctionnent momentanément. Par exemple pour charger une batterie de 300 volts avec du courant de 220 volts, le survolteur donne $(80 + x)$ volts, x dépendant du courant de charge, on a alors un moteur de 220 volts accouplé à un générateur de $(80 + x)$ volts. Si l'on décharge la batterie à travers cette machine, c'est-à-dire, si l'on fait le survoltage $(80 - x)$ volts au lieu de $(80 + x)$ volts, le générateur deviendra moteur et le moteur générateur. L'appareil qui empruntait, pendant la charge, du courant aux rails, en donnera pendant la décharge. En variant l'excitation de l'appareil, soit dans la partie génératrice, soit dans la partie motrice, on pourra varier le courant de décharge et par suite la tension des rails aussi minutieusement que possible.

Quant à la batterie, tous les éléments sont déchargés de la même manière et le danger de sulfatisation est absolument écarté.

Un autre avantage est le suivant.

Pendant la marche en parallèle d'une machine génératrice et de la batterie, on peut régler le débit de chaque de sorte que la machine travaille toujours avec la charge la plus favorable au point de vue économique et aussitôt que la charge totale de la station descend au-dessous de cette valeur, on pourra de nouveau charger la batterie. Si au contraire on a mis hors service le survolteur, la mise en fonctionnement prendra toujours quelque temps et

surtout, les manipulations à l'adjoncteur-réducteur auront pour cause des fluctuations de tension, même avec les meilleurs ouvriers; ces fluctuations peuvent être nuisibles à quelques appareils connectés au réseau de distribution. C'est pour cela que l'on évite souvent la mise en service du survolteur lorsque l'on n'est pas sûr que le temps disponible pour recharger vaille la peine de ces inconvénients.

Avec la méthode décrite on est pour ainsi dire toujours susceptible de profiter de chaque occasion.

Quand on observe un ampère-mètre intercalé dans le circuit du moteur, surtout pendant les heures où le réseau est chargé de moteurs, on voit que les fluctuations de charge causent de grandes fluctuations de courant dans ce circuit, ce qui prouve que l'effet tampon de cette disposition est assez grand.

Le tracé du voltmètre-enregistreur de l'usine montre aussi très distinctement les jours où l'on a travaillé avec ou sans survolteur.

Si l'on préfère ne pas faire marcher le survolteur pendant la nuit, on a encore toujours l'avantage qu'au moins pendant quelques heures, les derniers éléments sont déchargés, et le danger de les détériorer est notablement réduit. A l'usine centrale, ici, la méthode est employée avec succès et, dans l'espoir qu'elle pourra être utile à d'autres, je me permets de la communiquer.

Groningue (Hollande).

J.-M. Gritters Doublet
Directeur de l'usine centrale d'électricité.

SIGNAUX ÉLECTROPNEUMATIQUES SYSTÈME WESTINGHOUSE

La commande mécanique des signaux de chemins de fer s'est depuis longtemps répandue à cause de son caractère économique, commode et sûr. Deux systèmes sont actuellement en présence : l'un à commande purement électrique, comme le système Siemens, l'autre à commande mixte pneumatique et par l'électricité, comme celui de Westinghouse. Nous ne nous occuperons ici que de ce dernier, dont de nombreuses applications sont actuellement en service ou en construction, notamment à la gare de l'Est, à Paris.

Les appareils moteurs employés dans ce système pour la commande des aiguilles et des signaux sont actionnés par l'air comprimé. Ils se composent essentiellement d'un cylindre dans lequel se meut un piston relié directement à l'appareil à commander. Ils sont munis d'un distributeur à commande électrique qui règle l'admission et l'échappement de l'air comprimé fourni par une canalisation générale.

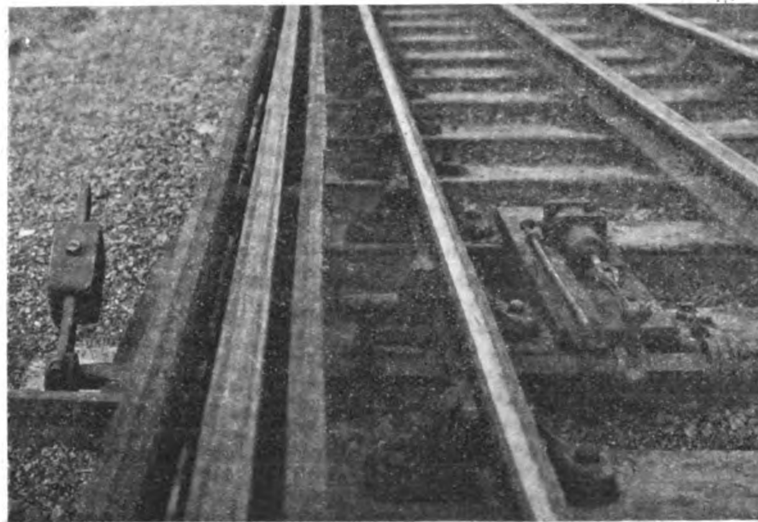
Un réseau électrique relie les distributeurs aux organes de commande situés dans la cabine, assurant à la fois la manœuvre des aiguilles et des signaux et le contrôle de leur position.

L'air comprimé (4 à 5 atmosphères) est réservé à la partie du travail qui exige un effort notable, tandis que l'électricité sert à la manœuvre d'organes légers de distribution et de contrôle. L'énergie électrique ne comporte qu'un courant de demi-ampère sous 14 volts; 6 ou 7 petites piles secondaires sont plus que suffisantes pour le fournir.

Les leviers de manœuvre sont enclanchés électriquement par les courants de contrôle des appareils situés à distance.

Dans les moteurs pour signaux, l'air comprimé n'agit que sur une des faces du piston. Cette action place et maintient le signal dans la position voie libre. Dès que l'action de l'air comprimé cesse pour une cause quelconque, un contrepoids ramène automatiquement la palette à l'arrêt. L'admission de l'air comprimé est branchée sur la conduite principale. Un réservoir de quelques litres est intercalé dans l'embranchement. Il fournit immédiatement l'air nécessaire et recueille l'eau de condensation qui se dépose dans la conduite.

La distribution comporte une soupape d'admission sollicitée vers le haut par un ressort à boudin et une soupape d'échappement, formée par l'extrémité inférieure de la tige du plateau armature d'un électro. Cette tige actionne un prolongement de la soupape d'admission de telle sorte que, lorsqu'il est attiré, le plateau-armature s'abaisse, ferme l'échappement et ouvre l'admission. Dès que le courant est interrompu dans l'électro, l'armature obéit aux ressorts qui l'écartent, remonte, ouvre l'échappement et ferme l'admission.



Arrêt automatique pour train franchissant un signal à l'arrêt.

Dans les moteurs employés pour les aiguillages, l'air agit tantôt sur une face, tantôt sur l'autre face du piston suivant que l'on veut déplacer l'aiguille dans un sens ou dans l'autre.

L'air comprimé arrive au moteur d'une chambre centrale en communication constante avec la conduite principale. Cette chambre est en quelque sorte un régulateur de la distribution. Le tiroir de ce régulateur reçoit son mouvement de deux petits pistons mobiles dans des cylindres munis de distributeurs électriques identiques à ceux du moteur à signaux et qui admettent l'air dans ces cylindres par des conduites se détachant de la chambre centrale. L'un des électros est constamment actif. L'un des pistons est donc toujours en communication avec la réserve d'air sous pression. Pour que le moteur fonctionne, un circuit doit donc être coupé et un autre établi. L'influence éventuelle d'un courant étranger sur le fonctionnement des aiguilles, se trouve de cette façon annulée.

Le tiroir de distribution occupe toujours une de ses positions extrêmes et laisse ouverte une des lumières d'admission amenant l'air au cylindre moteur. Les lames des aiguillages restent toujours appliquées contre les contre-aiguilles par une pression pneumatique constante qui, grâce à son élasticité, permet aux aiguilles d'être talonnées,

sans qu'il en résulte d'inconvénient. Puisque les lames sont maintenues par une force élastique, dès qu'elles cessent d'être écartées par les boudins des roues, elles reprennent immédiatement leur place.

La position de tous les appareils manœuvrés à distance est contrôlée dans la cabine. Dans le but d'assurer ce contrôle, des interrupteurs actionnés mécaniquement par les signaux ou par les aiguilles et combinés avec des électros établis dans la cabine, mettent en jeu des verrous appropriés. Ce mécanisme n'est, du reste, pas une caractéristique du système ; nous n'insisterons donc pas, si ce n'est pour faire remarquer, au sujet du rapport entre le moteur, l'aiguille et l'interrupteur de contrôle, que le circuit de contrôle n'est fermé par cet interrupteur que lorsque les deux lames d'aiguille sont bien à leurs places et verrouillées.

A l'ordinaire, il ne faut pas plus de 2 secondes pour actionner des aiguilles distantes de 250 m, en recevoir le courant de contrôle et terminer la manœuvre du levier de commande.

Un circuit de commande relie chaque signal à son levier. Ce circuit actionne le distributeur. Un circuit de contrôle opère la même liaison, mais produit dans la cabine les enclenchements électriques voulus.

Le premier de ces deux circuits comprend l'électro du moteur de signal et un commutateur solidaire du levier de manœuvre, lequel commutateur sert à ouvrir ou à fermer le circuit de commande.

Le second circuit embrasse un interrupteur qui reçoit mécaniquement son mouvement de la palette et d'un électro de contrôle établi dans la cabine. Le circuit de contrôle se trouve coupé par le fait même que la palette quitte la position d'arrêt.

Les divers leviers qui commandent les aiguilles et les signaux sont enclenchés mécaniquement entre eux. Une manœuvre n'est donc possible que si le levier est libre.

Les leviers, mobiles sur un secteur à encoches, sont munis d'une manette à ressort agissant sur un verrou qui fixe leur position en pénétrant dans une des encoches. La position normale est la position médiane.

Lorsque le levier de signal occupe cette position et que le verrou est engagé dans l'encoche du secteur, le courant de contrôle est établi tant qu'il n'est pas coupé par l'interrupteur du signal, c'est-à-dire tant que le signal est complètement à l'arrêt. Dans la position normale les deux circuits sont coupés : le circuit de commande par l'interrupteur solidaire du levier, et le circuit de contrôle par le fait que le verrou à ressort est abaissé. On note le signal au passage en dégageant le verrou à ressort, ce qui établit le courant et permet au levier de quitter sa position normale, ou bien en renversant le levier, ce qui établit le courant de commande et met le signal au passage. L'interrupteur mécanique monté sur la palette fonctionne lorsque cette dernière s'abaisse. Cet abaissement coupe le circuit de contrôle. La remise à l'arrêt du signal s'opère en ramenant le levier à sa position normale, car l'interrupteur du signal coupe le courant de contrôle et, par suite, l'armature de l'électro de contrôle reste abaissée et arrête le levier qui, pour ce motif, ne peut accomplir qu'une partie de sa course. La partie parcourue est toutefois suffisante pour interrompre le courant de commande et mettre le signal à l'arrêt. Le circuit de contrôle se trouve ainsi rétabli et le levier peut être ramené à sa position normale.

Le courant de contrôle est de nouveau coupé dès que le verrou retombe dans l'encoche correspondant à la position du levier, et reste coupé jusqu'à ce que l'on ait besoin de manœuvrer le levier.

S'il arrivait qu'accidentellement le signal ne revint pas entièrement à sa position de voie

fermée, le contrôle ne fonctionnerait pas et l'on ne pourrait établir le levier dans sa position normale.

Aucune manœuvre dangereuse ne peut donc se faire avant que le signal ne soit vérifié et mis en état de fonctionner convenablement, puisque les enclenchements mécaniques ne sont pas libérés.

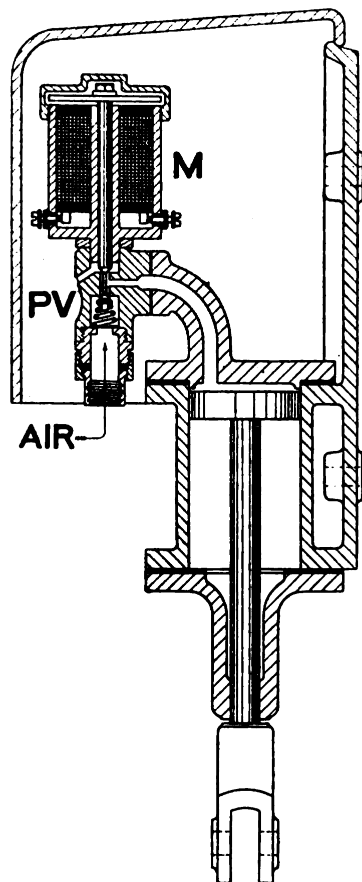


Diagramme d'un moteur de signal.

PV, soupape ; M électro.

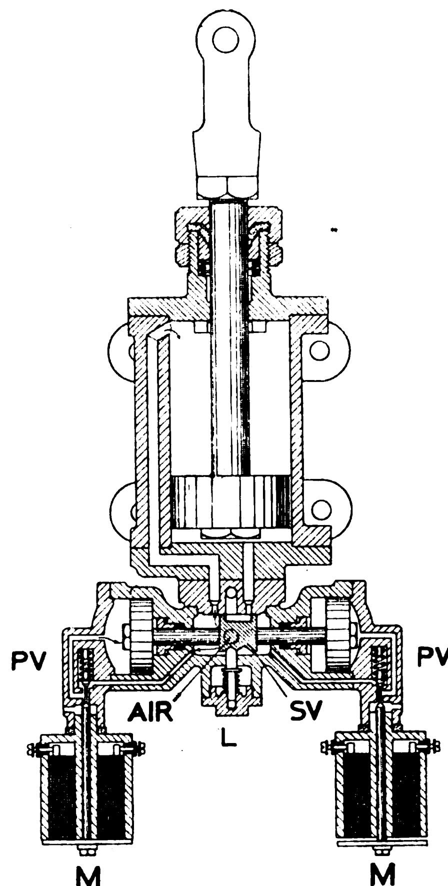


Diagramme d'un moteur d'aiguillage.

PV soupape ; SV soupape à tiroir ; L levier ; M électro.

Leur construction spéciale permet aux leviers de signaux d'être renversés en avant ou en arrière de leur position normale. Chacune de ces positions établit un circuit distinct et permet par conséquent d'actionner deux signaux différents, s'ils ne doivent pas être pris simultanément dans la même position.

Comme un levier ne peut pas occuper deux positions à la fois, cette particularité, dans le cas de deux signaux opposés manœuvrés par un seul levier, assure une sécurité absolue. Cette disposition a, en outre, l'avantage de permettre de diminuer considérablement le nombre de leviers.

En ce qui concerne les aiguilles, le levier de manœuvre est relié au moteur de changement de voie par deux circuits de commande actionnant l'un ou l'autre des électros du moteur, et par deux circuits de contrôle correspondant aux deux positions des aiguilles. Il y a, en outre, deux électros de contrôle avec leurs armatures verrous. Le fonctionne-

ment est analogue au précédent. Dans le cas où les lames d'aiguilles n'effectueraient pas toute leur course, l'interrupteur de contrôle qui y est relié ne ferme pas le circuit de contrôle. Le levier de manœuvre ne peut donc achever sa course. Toutefois, il peut être suffisamment écarté vers sa position normale pour rétablir le circuit de commande normale. On peut par suite faire disparaître l'obstacle qui entrave la marche de l'aiguille. Alors, on fera la manœuvre voulue ; l'aiguille complétera sa course, le courant de contrôle correspondant s'établira et le levier pourra achever sa course. Les enclenchements mécaniques n'ont, bien entendu, pas été dégagés pendant ces diverses manœuvres et aucun levier agissant sur l'aiguille dérangée n'a pu fonctionner.

Comme pour les signaux, deux aiguilles, à une jonction par exemple, peuvent être actionnées par un même levier. Dans ce cas, les deux moteurs sont couplés en parallèle, tandis que les circuits de contrôle sont en série. De cette façon, la manœuvre incomplète d'un des appareils empêche le contrôle de fonctionner et le levier de manœuvrer.

Dans le cas de signaux « slottés » par une ou plusieurs cabines, des interrupteurs coupent le circuit dans chaque cabine. Tous ces interrupteurs doivent être fermés pour que la manœuvre du signal puisse se faire.

Quant aux appareils placés dans la cabine, ils sont de construction très simple. Chaque levier communique à un arbre un déplacement angulaire. A cet arbre sont adaptées une ou plusieurs pièces en forme de secteurs et munies d'encoches dans lesquelles s'engagent les verrous formant les extrémités des armatures des électros. Ils ne s'y engagent, bien entendu, que lorsque le courant ne passe pas. Les leviers sont ainsi enclenchés dans la position voulue.

Le même arbre porte encore un cylindre en ébonite muni de lames de cuivre, qui, par le mouvement de rotation, entrent en contact avec d'autres lames fixes reliées aux circuits de commande. Ce dispositif, très simple, en somme, permet en raison même de la faible tension du courant de réaliser très aisément toutes dépendances électriques que l'on peut désirer.

L'installation de l'appareil de manœuvre est complétée finalement par une table d'enclanchements mécaniques.

Ces tables d'enclenchement varient avec les pays et les règlements particuliers. C'est ainsi qu'en Allemagne toutes les aiguilles, pourvues ou non de verrous, doivent pouvoir être parcourues dans le sens contraire à celui pour lequel elles sont établies sans qu'il en résulte de dommage. En outre, le fait doit en même temps être automatiquement signalé à la cabine et tous les signaux commandant l'aiguillage doivent être automatiquement mis dans la position *danger*. Cette disposition a notamment été réalisée dans une table d'enclenchement de 90 leviers qui fonctionne avec succès sur les lignes de l'Etat Prussien, à Cotthus.

Cette table a été spécialement étudiée pour satisfaire les exigences des ingénieurs allemands. Avant que le préposé aux signaux puisse manœuvrer son signal pour un train quelconque qui entre ou qui sort, il doit non seulement manœuvrer les aiguilles voulues, mais aussi les enclencher par un levier spécial qui, à son tour, libère le levier du signal. A l'état normal, le premier des deux leviers ou « levier de route » est enclenché et ne peut être manœuvré que s'il a été libéré par la manœuvre d'un levier analogue placé au bureau du chef de station. Le chef de station a, par conséquent, la faculté de choisir la voie sur laquelle le train doit s'engager. Ce choix fait, il libère le levier de route voulu dans la cabine de l'aiguilleur. A cet effet, il manœuvre son levier de contrôle. Dès que le levier de route est manœuvré dans la cabine, il reste enclanché dans sa position jusqu'à ce qu'il soit

de nouveau libéré soit par le chef de station, soit par le passage du train sur un rail isolé électriquement ou sur une pédale.

Sauf dans des cas spéciaux, l'aiguilleur ne peut donc changer la route une fois qu'elle a été établie.

L'emploi du système électropneumatique a permis de réaliser tous ces desiderata. De plus, tous les signaux commandant les aiguillages restent dans la position *danger* et le levier est enclenché jusqu'à ce que l'aiguilleur ait fait une série de manœuvres qui montre que les aiguilles sont de nouveau en ordre et prêtes à fonctionner.

La table d'enclenchement électropneumatique se prête, du reste, très facilement au système Syke et à toutes les autres formes de block et d'enclenchement.

La table d'enclenchement anglaise, telle qu'elle est établie notamment à Tyne Dock, comporte une série de petits leviers distants de deux pouces et demi l'un de l'autre. Lorsqu'on les manœuvre, ils mettent en rotation des arbres horizontaux étendus de l'avant à l'arrière de la table. Un peu en arrière des leviers sont disposés des indicateurs actionnés par des électros placés au-dessous d'eux. La table porte en outre une série de changements de circuit et des rouleaux d'ébonite garnis des contacts voulus pour actionner les moteurs et sélecter les signaux. La partie postérieure de la table est occupée par l'enclenchement mécanique.

La pression la plus convenable pour l'air comprimé est de 65 à 75 livres par pouce carré. La consommation est très réduite. Elle ne dépasse pas, pour les points les plus actifs, un demi-pied cube d'air atmosphérique par minute et par levier. Un compresseur Westinghouse, comme ceux employés sur les trains pour le freinage pneumatique, suffit dans la plupart des cas à la production. Dans le cas où l'air comprimé peut s'employer en même temps pour d'autres usages (commande de machines-outils, élévateurs, transbordeurs, grues, pompes, nettoyage des tapis et des voitures, etc.) il peut évidemment y avoir avantage à installer des compresseurs plus grands actionnés à l'électricité, au gaz, à la vapeur, etc. L'installation peut se faire dans l'endroit le plus favorable, car la perte du transport d'air comprimé est très petite. Les compresseurs sont d'habitude équipés de régulateurs automatiques.

Des robinets sont placés à chaque embranchement des conduites de façon à pouvoir séparer une partie dérangée sans entraver le fonctionnement du reste de l'installation.

La quantité d'électricité est très réduite et le voltage très bas, chose avantageuse tant pour l'économie que pour la sécurité.

Les 6 ou 7 éléments qui fournissent le courant se placent aisément dans la chambre inférieure de la cabine de l'aiguilleur. Ils sont en parallèle avec une dynamo ou une autre source de courant, ou bien groupés en deux séries, l'une étant active pendant que l'autre se recharge.

Chaque levier d'aiguillage nécessite 4 conducteurs minces; chaque levier de signal, un fil de plus que le nombre de signaux qu'il commande. La terre sert de retour.

La description qui précède permet, croyons-nous, de dégager quelques caractéristiques du système.

La première, c'est le bas voltage du courant employé. Le personnel n'a pas à manœuvrer d'appareils dont le courant à haute tension peut occasionner des accidents. D'autre part, l'isolement est facile et permet de donner de la robustesse aux appareils. Enfin, la canalisation pour des voltages aussi peu élevés est si simple qu'elle n'existe presque pas.

Est-il besoin de faire ressortir les avantages généraux qui résultent du remplacement des transmissions purement mécaniques par des transmissions électropneumatiques ? Les

transmissions mécaniques ne peuvent se faire que jusqu'à une certaine distance qui ne peut être dépassée ; elles prennent beaucoup de place ; le travail du signaleur pour les mettre en mouvement est très considérable et les grandes dimensions des leviers servant à la manœuvre de ces transmissions nécessitent des cabines encombrantes et parfois difficiles à installer.

Une autre caractéristique qui ne manque pas d'importance, c'est la possibilité d'appliquer le système électropneumatique à tous les systèmes de voie sans qu'il soit nécessaire de les modifier. L'importance économique de cette particularité n'échappera sans doute à personne.

Cette dernière particularité est peut-être un des principaux éléments du succès du système.

Le total des leviers installés jusqu'à présent est de 5 000 environ. Ces installations ont été faites principalement en Amérique Les autres fonctionnent en Egypte, en Angleterre, en Bavière, en Prusse et, bientôt, en France. Ce total de leviers équivaut à plus de 8 000 leviers mécaniques.

Dans le total que nous avons signalé ne sont pas compris les 4 000 signaux électropneumatiques *automatiques* qui sont en service en Angleterre et en Amérique. Ces signaux indiquent « voie libre » tant qu'il n'y a pas de train dans la section qu'ils protègent, mais dès qu'un train ou un véhicule quelconque se trouve dans la section, le signal qui couvre le train prend immédiatement la position « danger » et reste dans cette position jusqu'à ce que la section et, dans certains cas, la section voisine soient libres.

Ces signaux automatiques ont été installés non seulement sur les chemins de fer à vapeur, mais aussi et avec grand succès sur les lignes à traction électrique. Dans ce dernier cas, il a naturellement fallu prendre des précautions pour que le courant des moteurs de traction n'affectât pas les circuits des signaux.

Le chemin de fer électrique aérien de Boston, aux Etats-Unis, est équipé de cette manière depuis 1900. Le Métropolitain, de Londres, est également pourvu du système. Dans ces deux installations, le frein fonctionne automatiquement dès qu'un train passe devant le signal dans la position « danger ».

Aux Etats-Unis, les deux installations les plus remarquables faites récemment sont celles d'Albany et celles de Saint-Louis.

La première, sur le chemin de fer de New-York à l'Hudson, comporte trois cabines contenant 103 leviers qui contrôlent 123 signaux, 52 aiguilles simples, 5 aiguilles doubles et un enclenchement de pont.

L'installation de Saint-Louis comporte aussi trois cabines, mais le nombre de leviers s'élève à 309. Ces leviers contrôlent 235 signaux, 107 aiguilles simples, 59 aiguilles doubles avec croisements mobiles et 6 de ces croisements.

Cette installation sera la plus grande établie aux Etats-Unis, du moins pour les signaux enclenchés actionnés d'une ou plusieurs cabines. Elle remplace la cabine électropneumatique établie précédemment et devenue trop petite à cause des grands changements faits à la ligne en prévision de l'exposition de Saint-Louis.

L'installation de Pittsbourg, aussi aux Etats-Unis, fonctionne avec une parfaite régularité depuis deux ans. Elle comporte 4 cabines et 287 leviers contrôlant 107 signaux, 68 aiguilles simples, 75 aiguilles doubles, etc. Il y passe par jour 5 349 trains qui nécessitent 39 416 manœuvres des leviers.

En Angleterre, les trois installations les plus remarquables sont celles de Bishopsgate, sur le grand chemin de fer de l'Est, celle de Tyne Dock, sur le chemin de fer du Nord-Est, et celle de Bolton sur le chemin de fer du Lancashire et du Yorkshire.

La première comporte une cabine électropneumatique remplaçant les deux anciennes cabines mécaniques. La table d'enclenchement a 35 leviers pour 25 signaux, 43 aiguilles et 3 enclenchements. Une partie des signaux sont « slottés ».

La seconde installation comporte 3 tables et un total de 141 leviers répartis dans trois cabines ; une partie des leviers n'est pas en activité. Le total des signaux commandés est de 138, celui des aiguilles, etc., de 119 unités.

La seule table de Bolton comporte 83 leviers dont 76 en service. Elle commande 30 aiguilles, 15 enclenchements, 98 signaux, etc. En employant le système mécanique, il eut fallu 145 leviers et deux tables établies dans deux cabines séparées.

Les résultats obtenus sont partout des plus satisfaisants et les milliers de leviers déjà établis montrent qu'on ne peut que bien augurer de ce système qui n'en est plus aux essais et mérite par ses avantages de remplacer de plus en plus la commande mécanique.

E. GUARINI.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

THÉORIES ET GÉNÉRALITÉS

Sur la théorie du transmetteur de Braun, par **L. Mandelstom**. *Physikalische Zeitschrift*, V Jahrgang, p. 245 et sqq., mai 1904.

Il y a lieu de reprendre la théorie du transmetteur de Braun et d'une manière plus générale celle de deux systèmes électriques accouplés. F. Braun (*Drude's Ann.*, VIII. p. 208 et sqq., 1902) a étudié théoriquement le cas de l'accouplement *direct*, mais il a invoqué une hypothèse qui n'est vraie que dans le cas d'un accouplement très indépendant : il suppose que dans le fil transmetteur il se développe une onde ayant comme période celle du circuit fermé. G. Seibt (*E. T. Z.*, XXII, p. 315 et sqq., 1902) a également étudié l'accouplement direct, mais sans tenir compte de l'amortissement. Remarquons de plus que dans les deux travaux que nous venons de citer, il est question d'un système secondaire *ouvert*.

Max Wien (*Drude's Ann.*, VIII, 1902) s'est occupé de l'excitation *inductive*. Ses calculs se rapportent à deux circuits fermés, c'est-à-dire à un système possédant deux degrés de liberté. Une différence est remarquée par ces deux auteurs entre l'accouplement direct et inductif. Mais si l'on suppose que dans le cas de l'accouplement direct le système secondaire est fermé, on arrive alors aux mêmes équations que dans le cas d'un accouplement inductif, pourvu que l'on néglige la résistance de la partie commune des deux circuits ; ce qui est toujours permis pratiquement.

J. Zenneck (*Phys. Z.*, IV, p. 656 et sqq., 1903) a montré qu'il n'y a en effet aucune différence « *principielle* » entre les deux manières d'accouplement.

M. L. Mandelstom se propose dans la suite de ce travail d'étendre et confirmer cette assertion dans le cas d'un accouplement *quelconque*.

Il considère un transmetteur accouplé quelconque, tel que l'amortissement puisse être considéré comme étant assez faible ; cela revient à affecter toutes les résistances d'un facteur k, qui est petit par rapport à l'unité et dont les puissances supérieures peuvent être négligées. Il se borne, de plus, au cas d'un accouplement non indépendant (*nicht lose Koppelung*), le cas d'un accouplement indépendant ayant déjà été étudié par J. Zenneck (*Phys. Z.*; *l. c.*).

Dans ces conditions, on a la loi suivante : la durée d'oscillation et les amplitudes sont indépendantes de la première puissance de k ; elles peuvent donc être calculées en posant $k = 0$.

Désignons par c et par p (figure 1) les capacités et les self-inductions, et par i_1, i_2,... i_z,... i_m,... les courants dans la 1re, 2e, ze, me bobine.

Pour chaque circuit m nous aurons une équation distincte, de sorte que nous obtenons le système

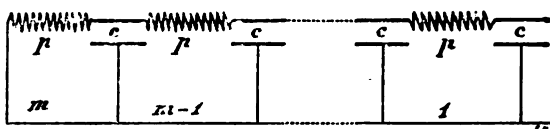


Fig. 1.

$$\left.\begin{array}{l}\frac{2i_1}{2i} + p\frac{\partial^2 i_1}{\partial t^2} - \frac{i_2}{c} = 0 \\ -\frac{i_1}{c} + \frac{2i_2}{c} + p\frac{\partial^2 i_2}{\partial t^2} - \frac{i_3}{c} = 0 \\ \dots\dots\dots\dots \\ -\frac{i_{z-1}}{c} + \frac{2i_z}{c} + p\frac{\partial^2 i_z}{\partial t^2} - \frac{i_{z+1}}{c} = 0 \\ \dots\dots\dots\dots \\ -\frac{i_{m-1}}{c} + \frac{c_m}{c} + p\frac{\partial^2 i_m}{\partial t^2} = 0\end{array}\right\} \quad (I)$$

Posons

$$i_z = P \sin z\beta \cos nt \quad (1)$$

où β satisfait à la condition

$$\cos\beta = 1 - \frac{pcn^2}{2} \quad (2)$$

Ces valeurs de i (jusqu'à i_z) tirées de (1) vérifient les équations (I) jusqu'à la dernière (H. v. Helmholtz; *Vorlesungen über Theoretische Physik*, III, p. 41 et sqq.); pour que la dernière équation (I) soit à son tour vérifiée il faut avoir, en outre

$$\beta = \frac{2s+1}{2m+1}\pi \quad (3)$$

$$\text{où } s = 1, 2, 3, \dots$$

Des équations (2) et (3) on tire pour n la valeur

$$n = \frac{2}{\sqrt{pc}} \sin.\frac{1}{2}\left(\frac{2s+1}{2m+1}\right)\pi \quad (4)$$

Si s prend toutes les valeurs entières de 1 à $m-1$, on obtient m oscillations qui correspondent à m degrés de la liberté du système. Pour $s = m$, tous les i sont nuls ($i = 0$) : cela ne donne donc pas lieu à un nouveau nombre d'oscillations; si $s > m$ les valeurs de n se répètent.

Maintenant si, à la place de c et p nous introduisons la capacité totale C et la self-induction totale P du système, définies par $C = mc$ et $P = mp$, il vient alors pour n,

$$n = \frac{2m}{\sqrt{PC}} \sin.\frac{1}{2}\left(\frac{2s+1}{2m+1}\right)\pi \quad (4a)$$

1° Supposons que la capacité totale C et la self-induction totale P se rapportent à un circuit unique; dans ce cas $m = 1$ et la formule (4a) devient

$$n = \frac{1}{\sqrt{PC}}$$

2° Supposons ensuite la self-induction et la capacité constamment et également distribuées le long d'un fil; cela revient à supposer $m = \infty$. Dans ce cas particulier la formule (4a) devient

$$n = \frac{\pi}{2\sqrt{PC}}$$

Si m est quelconque l'oscillation fondamentale tirée de l'équation (4a) prend la forme

$$n = \frac{\pi}{2\sqrt{PC}}\left(\frac{4m}{\pi} \cdot \sin\frac{\pi}{4m+2}\right)$$

La fraction entre parenthèses tend vers l'unité si m croît, et déjà avec $m = 10$ elle diffère très peu de l'unité; cela veut dire qu'avec un système comprenant 10 circuits fermés on obtient, en ce qui concerne l'oscillation fondamentale, même effet qu'avec un système ouvert possédant même capacité et même self-induction.

En tenant compte de (3) la relation (1) s'écrit encore

$$i_z = \sin z\frac{(2s+1)\pi}{2m+1} \cos nt$$

ce qui montre que les intensités décroissent d'après la loi du *sinus* à partir du point o (point de terre). Pour $m = \infty$.

$$i_x = \sin\frac{x(2s+1)}{2l}\pi \cos nt$$

ou x est la distance au point mis à la terre (point de terre) et l la longueur du fil.

La tension V_z aux bornes d'un condensateur z est égale à

$$V_z = \frac{i}{cn} = \frac{i_z - i_{z+1}}{cn} = 2\,\frac{\sin\frac{\beta}{2}\cos\left(z+\frac{1}{2}\right)\beta}{cn};$$

Pour l'oscillation fondamentale le maximum de tension se trouve donc à l'extrémité libre ($z = 1$).

Il suit donc de ce qui précède qu'un accouplement de m circuits fermés (voir schéma 1), équivaut, pour m suffisamment grand, au point de vue de la durée d'oscillation et de la distribution du courant et de la tension à un seul fil transmetteur.

Mais si au lieu d'un système ouvert l'on prend un système unique fermé, de même capacité et de même self-induction, le nombre d'oscillations est environ moitié moindre que dans le cas d'un système ouvert.

Nous allons maintenant considérer deux systèmes accouplés, dont le primaire est fermé et le secondaire ouvert (fig. 2).

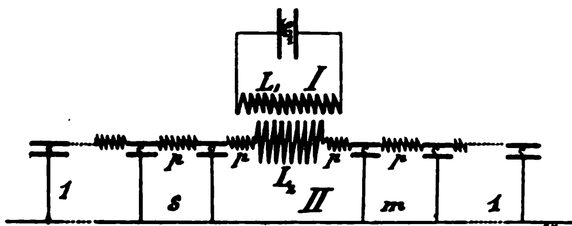


Fig. 2.

Soient : c, p la capacité et le coefficient de self-induction de chaque circuit fermé 1, 2, 3,...

L_1, C_1 la self-induction et la capacité du circuit primaire.

L_2 la self-induction de la bobine secondaire.

M le coefficient d'induction mutuelle.

$(m + 1)p$, $(m + 1)c$, la self-induction et la capacité de la partie droite du système primaire.

$(s + 1)p$, $(s + 1)c$, la self-induction et la capacité de la partie gauche du système.

Pour les circuits situés à droite (à partir du premier jusqu'au $(m - 1)^e$) et de même jusqu'au $(s - 1)^e$ à gauche, nous pouvons écrire les équations (I).

Ces équations sont satisfaites en posant, pour la partie droite

$$i_z = P_m \sin z\beta \cos nt$$

pour la partie gauche

$$i_z = P_s \sin z\beta \cos nt$$

où

$$\cos \beta = 1 - \frac{1}{2} cpn^2$$

et où P_m et P_s sont quelconques.

En ce qui concerne le circuit I, II; m et s (fig. 2), nous aurons les équations

$$\left.\begin{aligned}
&L_1 \frac{\partial^2 \mathfrak{J}_1}{\partial t^2} + M \frac{\partial^2 \mathfrak{J}_2}{\partial t^2} + \frac{\mathfrak{J}_1}{C_1} = 0 \\
&L_2 \frac{\partial^2 \mathfrak{J}_2}{\partial t^2} + M \frac{\partial^2 \mathfrak{J}_1}{\partial t^2} + \frac{2\mathfrak{J}_2}{c} - \frac{i_s}{c} - \frac{i_m}{c} = 0 \\
&p \frac{\partial^2 i_m}{\partial t^2} + \frac{2 i_m}{c} - \frac{i_{m-1}}{c} - \frac{\mathfrak{J}_2}{c} = 0 \\
&p \frac{\partial^2 i_s}{\partial t^2} + \frac{2 i_s}{c} - \frac{i_{s-1}}{c} - \frac{\mathfrak{J}_2}{c} = 0
\end{aligned}\right\} \quad \text{(II)}$$

Nous allons maintenant introduire une hypothèse : supposons que m et s soient grands par rapport à l'unité. La formule (2) nous donnera dans ces conditions

$$\beta = n\sqrt{pc}$$

posons de plus,

$$\mathfrak{J}_1 = A \cos nt,$$
$$\mathfrak{J}_2 = B \cos nt;$$

La relation (1) nous permet d'écrire

$$i_m = P_m \sin m\beta \cos nt$$
$$i_s = P_s \sin s\beta \cos nt$$

Les équations (II) suffisent pour déterminer n et A, B, P_m et P_s. En particulier les deux dernières équations de (II) donnent en tenant compte de l'hypothèse que m et s sont grands pas rapport à l'unité

$$P_m = \frac{B}{\sin m\beta},$$

$$P_s = \frac{B}{\sin s\beta};$$

nous aurons ensuite

$$\frac{\mathfrak{J}_2}{c} - \frac{i_m}{c} = \frac{i_m - i_{m-1}}{c} = \frac{B}{\sin m\beta} \cos m\beta . \frac{\beta}{c} \cos nt$$
$$= \sqrt{\frac{p}{c}} . nB \cot m\beta \cos nt$$

$$\frac{\mathfrak{J}_2}{c} - \frac{i_s}{c} = \frac{i_s - i_{s-1}}{c} = \frac{B}{\sin s\beta} \cos s\beta . \frac{\beta}{c} \cos nt$$
$$= \sqrt{\frac{p}{c}} nB \cot s\beta \cos nt$$

En posant ces valeurs dans les deux premières équations (II) nous obtenons

$$\left.\begin{aligned} A\left(\frac{1}{\mathfrak{C}_1} - L_1 n^2\right) - MBn^2 = 0 \\ AMn^2 + (L_2 n^2 - f)\, B = 0 \end{aligned}\right\} \qquad \text{(III)}$$

en posant

$$f = n\sqrt{\frac{p}{c}}\,(\cot.\, mn\sqrt{pc} + \cos sn\sqrt{pc})$$

Si m et s croissent jusqu'à $+\infty$, et si C est la capacité par unité de longueur, et l et l_1 les longueurs des parties gauche et droite du système primaire, l'expression de f prend alors la forme

$$f = n\sqrt{\frac{L}{C}}\,(\cot.\, l_1 n\sqrt{LC} + \cot.\, ln\sqrt{LC})$$

En ce qui concerne les valeurs de n, les systèmes d'équations (II) et (III) nous donnent l'équation transcendante,

$$n^3(M^2 - L_1L_2) + L_1 nf - \frac{f}{n\mathfrak{C}_1} + \frac{L_2 n}{\mathfrak{C}_1} = 0 \qquad (5)$$

Si l'on suppose $M^2 = L_1L_2$, cette équation devient

$$\frac{1}{n\mathfrak{C}_1} - L_1 n = \frac{L_2 n}{\mathfrak{C}_1 f}$$

ou encore

$$\frac{1}{L_1 n} - n\mathfrak{C}_1 = \frac{L_2}{L_1}\,\frac{n}{f}$$

et finalement, en remplaçant f par sa valeur,

$$\frac{1}{L_1 n} - \mathfrak{C}_1 n = \frac{L_2}{L_1}\sqrt{\frac{C}{L}}\,.\,\frac{\sin(nl\sqrt{LC})\sin(nl_1\sqrt{LC})}{\sin.n\,(l+l_1)\sqrt{LC}} \qquad (5a)$$

Désignons par $F(n)$ et $F_1(n)$ les deux membres de cette équation, il viendra

$$F(n) = F_1(n)$$

Nous aurons

$$F(0) = +\infty$$
$$F\left(\frac{1}{\sqrt{\mathfrak{C}_1 L_1}}\right) = 0$$
$$F(+\infty) = -\infty$$

L'allure de $F_1(n)$, pour des valeurs positives de n, est toujours *monotone*,

$$F(0) = 0$$
$$F_1\left(\frac{\pi}{(l+l_1)\sqrt{LV}}\right) = +\infty$$

Si n continue à croître F_1 devient

$$F_1 = -\infty$$

et croît d'une manière *monotone* jusqu'à

$$F_1\left(\frac{\pi}{l\sqrt{LC}}\right) = 0 \qquad (l > l_1)$$

Supposons maintenant que

$$\frac{1}{\sqrt{\mathfrak{C}_1 L_1}} < \frac{\pi}{l\sqrt{LC}}$$

ceci revient à dire que dans le cas d'une excitation électrique symétrique, la vibration propre du circuit primaire est un nombre plus petit que le nombre de vibrations du système *transmetteur-fil symétrique* (*sender symmetriedraht*). Si cette condition est remplie, l'auteur tire de l'équation (5*a*) les conclusions qualitatives suivantes :

1° Dans l'intervalle

$$\frac{\pi}{l\sqrt{LC}} > n > 0$$

il existe deux racines réelles de (5*a*) correspondant au deux vibrations fondamentales.

2° L'une de ces vibrations fondamentales est plus grave, l'autre plus aiguë que la plus grave et la plus aiguë des vibrations *propres* des deux systèmes.

3° Si l'on remplace la fonction $F_1(n)$ par une autre $F_2(n)$ telle que

$$\left[F_2(n)\right] \gtrless \left[F_1(n)\right]$$

pour chaque valeur de n, ayant d'ailleurs même marche monotone que $F_1(n)$, la différence des nombres de vibrations des deux vibrations fondamentales sera encore plus grande et plus petite que les vibrations propres correspondantes.

De cette dernière remarque, il résulte que :

Nous pouvons encore arriver au même résultat qualitatif qu'on obtient par le changement de l'accouplement, en excitant le fil transmetteur — toutes choses égales d'ailleurs — en différents

endroits et cela correspond à l'accouplement le plus fixe de l'excitation symétrique quand la fonction $F_1(n)$ pour chaque valeur de n passe par le maximum (pour $l = l_1$), à savoir

$$F_1(n) = \frac{1}{2} \frac{L_2}{L_1} \sqrt{\frac{C}{L}} \operatorname{tang} nl\sqrt{CL}$$

où $l + l_1$ sera maintenu constant.

L'équation (5a) devient pour ce cas spécial

$$\frac{1}{L_1 n} - \mathcal{C}_1 n = \frac{1}{2} \frac{L_2}{L_1} \sqrt{\frac{C}{L}} \operatorname{tang} nl\sqrt{CL}$$

Si le fil transmetteur est à la terre, on a alors (1)

$$\frac{1}{L_1 n} - \mathcal{C}_1 n = \frac{L_2}{L_1} \sqrt{\frac{C}{L}} \operatorname{tang} nl\sqrt{CL}$$

La mise à la terre dans le cas du transmetteur de Braun n'est donc pas analogue au plantement d'un fil de symétrie; elle correspond plutôt à un accouplement plus rigide.

Pour avoir la distribution du courant le long des deux fils, nous ferons appel à l'équation (1) qui nous donne, en considérant la partie droite du circuit

$$i = \frac{B \sin . xn\sqrt{LC}}{\sin . l_1 n\sqrt{LC}} \cos nt$$

et en considérant la partie gauche

$$i_x = \frac{\beta \sin . xn\sqrt{LC}}{\sin . ln\sqrt{LC}} \cos nt$$

Accouplement direct.

La figure 3 représente le cas général. On a mêmes équations que dans le cas précédent. Les équations (II) conservent leur forme si L_1 désigne la self-induction de $\alpha\beta\gamma$, L_2 la self-induction de $\delta\beta\varepsilon$ et M le self-induction des parties communes de L_1 et L_2. L'accouplement direct est ainsi ramené à l'accouplement inductif. Ceci est valable seulement quand on fait abstraction des résistances, ce qui est permis en première approximation, ainsi que nous l'avons déjà vu, pour le calcul des nombres de vibrations et des amplitudes.

L'accouplement direct peut donc être considéré comme un cas spécial de l'accouplement inductif tant que dans ce dernier $M \leqq L_1$.

L'accouplement direct possède l'avantage que pour obtenir un même degré d'accouplement, nous devons intercaler moins de tours dans le fil dans l'air que dans le cas de l'excitation inductive, puisque dans ce dernier cas la relation $L_1 L_2 = M^2$ ne peut pas être satisfaite pratiquement d'une manière suffisante.

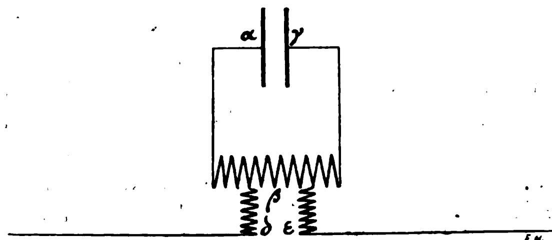


Fig. 3.

Faisons encore remarquer que pour l'établissement des équation (II) il a été supposé que le courant dans L_1 et L_2 est quasi stationnaire; ceci est justifié, car les bobines possèdent une faible capacité.

L'équation (5a) possède une infinité de racines réelles qui correspondent aux vibrations d'ordre supérieur (harmoniques). Si l'on tire de cette équation les nombres des vibrations, on peut en utilisant les équations (III) calculer le rapport des amplitudes et ensuite en première approximation les valeurs de

$$z \; (i = e^{zt} \sin \ldots)$$

d'après la formule

$$z = -\frac{1}{2} \frac{w_{11} A_1^2 + 2w_{12} A_1 B_1 + \ldots}{p_{11} A_{12} + 2p_{12} A_1 B_1 + \ldots}$$

qui se rapporte au cas général (*Routh*, Dynamics, II, 242).

Passons maintenant au cas pratique d'un fil transmetteur et désignons par w_1 la résistance du circuit primaire et par w_2 la résistance du circuit secondaire par unité de longueur. En négligeant la résistance de $\beta\delta\varepsilon$ et celle de la bobine L_2 on arrive à la formule

$$z = -\frac{w_1 A^2 + \frac{w_2}{l}\left(\int^l \sin . nx\sqrt{LC} \, . \, dx\right)^2 . B^2}{-\frac{1}{2} L_1 A^2 + 2MAB + L_2 B^2 + \frac{L}{l}\left(\int_0^l \sin . nx\sqrt{LC} \, . \, dx\right)^2 . B^2}$$

(1) Cf. G. Seibt, *l. c.*

Quant à A et B, on les détermine par le rapport $\frac{A}{B}$ tiré de (III).

E. N.

ACCUMULATEURS

Application des méthodes électrochimiques à l'étude de la réaction des liquides avec les indicateurs colorés. Travaux de **Hans Friedenthal, de Salessky, Bruno Fels.** *Zeitschrift für Elektrochemie.*

D'après les nouvelles doctrines électrochimiques, les acides, les bases et les sels sont plus ou moins dissociés dans leur solution aqueuse. C'est le degré de dissociation qui caractérise la *force* des acides et des bases et la stabilité des sels. L'acidité est déterminée par le nombre de ions H ; plus les ions H sont nombreux, plus l'acide est *fort*. De même la basicité est déterminée par le nombre de ions OH. La teneur d'une solution en ions H est donc une mesure de sa *réaction*. Il n'y a aucune différence qualitative entre les acides et les bases mais seulement des différences quantitatives entre les teneurs en ions H et OH. Les indicateurs colorés (tournesol, phtaléïne du phénol, tropéoline, etc...) prennent une teinte qui caractérise la *réaction* d'une solution. Dans la plupart des cas on n'emploie ces matières colorantes que pour déceler l'acidité ou la basicité sans rien préjuger sur la nature et la concentration des acides, bases ou sels contenus dans la solution. M. Hans Friedenthal (1) a cherché quelles étaient les réactions colorées de quelques indicateurs pour toutes les teneurs possibles en ions H. Si l'on connaît ces réactions colorées on dispose d'un nouveau moyen pour déterminer la teneur en ions H d'une solution ou le degré de dissociation des électrolytes. La teneur en ions H est ordinairement déduite des mesures de conductibilité ; le degré de dissociation se calcule en prenant le rapport $\left(\frac{C_x}{C_\infty}\right)$ de la conductibilité moléculaire d'une solution, à la conductibilité moléculaire de cette même solution excessivement diluée. On trouve ainsi que la solution la plus riche en ions H est la solution 5.873 normale d'AzO^3H (poids spécifique 1.1946) pour laquelle la teneur en ions H est 2.08 norm. Pour les acides forts elle est voisine de 2 norm. Quant à la solution qui contient le plus de ions OH et le moins de ions H, c'est-à-dire la solution la plus basique, c'est la potasse 6.744 normale (poids spécifique 1.288). Entre ces deux extrêmes, on peut situer toutes les solutions possibles.

(1) *Zeitschrift für Elektroch.* 19 février 1904.

M. Hans Friedenthal a classé une série de solutions dont la teneur, en ions H, varie de 2 norm. à $5\,10^{-15}$ norm. et a choisi pour cela les 17 degrés suivants :

	Teneur en ions H.	Nature de la solution.		
1	2	6,034	norm.	Hcl.
2	1	1,35		Hcl.
3	1.10^{-1}	0,103		Hcl.
4	1.10^{-2}	0,01007		Hcl.
5	1.10^{-3}	0,001		Hcl.
6	1.10^{-4}	0,0001		Hcl.
7	1.10^{-5}	0,00001		Hcl. ou 0,0588 norm. acide borique.
8	1.10^{-6}	0,000001		Hcl. ou 0,000588 norm. acide borique.
9	1.10^{-7} (24°)	Eau très pure. Base forte + excès d'acide faible. Base faible + excès d'acide fort. Base forte + acide fort dans certaines proportions. Base faible + acide faible dans certaines proportions.		
10	1.10^{-8}	0,000001		KoH ou 0,00204 aniline.
11	1.10^{-9}	0,00001		KoH ou 0,204 aniline.
12	1.10^{-10}	0,0001		KoH
13	1.10^{-11}	0,001		KoH
14	1.10^{-12}	0,0102		KoH
15	1.10^{-13}	0,104		KoH
16	1.10^{-14}	1,38		KoH
17	5.10^{-15}	3,8		KoH

L'auteur note les teintes que prennent les différents indicateurs dans ces solutions types, les essais étant faits dans des conditions bien déterminées d'éclairement et de quantité d'indicateur.

Pour les solutions très peu acides et très peu basiques, il devient difficile de préparer des solutions types dont la teneur en ions H soit définie avec précision et c'est pour elles que les réactions colorées auraient le plus d'importance. M. de Szily a fait des mélanges en proportions variables de solution 1/10 norm. Na^2HPO^4 et de solution 1/10 norm. NaH^2PO^4;

l'une est faiblement basique et l'autre faiblement acide ; les mélanges constituent une série de degrés de réaction entre 5.10^{-5}H et 10^{-9}H.

Dans les recherches physiologiques, le titre acide ou basique est extrêmement faible et il est nécessaire de disposer d'indicateurs dont la sensibilité soit bien connue. Ce point a encore été étudié, par une méthode électrochimique, par M. W. Salessky [1]. Au lieu de prendre des degrés de réaction, c'est-à-dire des solutions dont la teneur en ions H soit connue, M. de Salessky détermine directement la teneur en ions H, correspondant à un changement de teinte de l'indicateur et cela par une mesure de force électromotrice d'une chaîne de concentration :

H^2 Pt	Hcl norm.	Solution de teneur x en ions H avec l'indicateur	Pt H^2

Le récipient A (fig. 1) contient HCl normal, le récipient B contient une solution diluée de

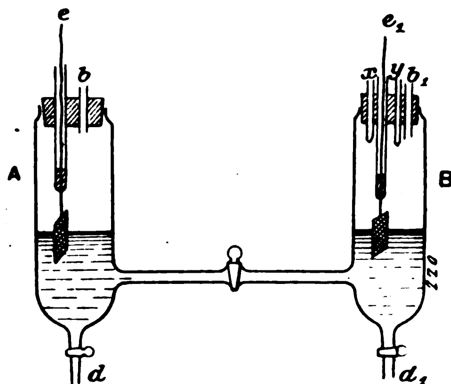


Fig. 1.

l'indicateur dont on veut étudier la sensibilité ; par les tubes x et y on peut ajouter goutte à goutte une base ou un acide jusqu'à ce qu'on obtienne un virage. La force électromotrice mesurée sur les électrodes e, e' permet de calculer la concentration des ions H par la formule de Nernst : $[H] = 10^{-\frac{E}{0.0577}}$.

L'expérience est disposée comme le montre la figure 2.

A propos des indicateurs colorés, nous signalerons encore l'étude de M. Bruno Fels [2]. Ici le calcul de la teneur en ions H d'une solution est fait de la façon suivante :

Si l'on mélange deux solutions, par exemple une solution normale de AzH^4cl et une solution

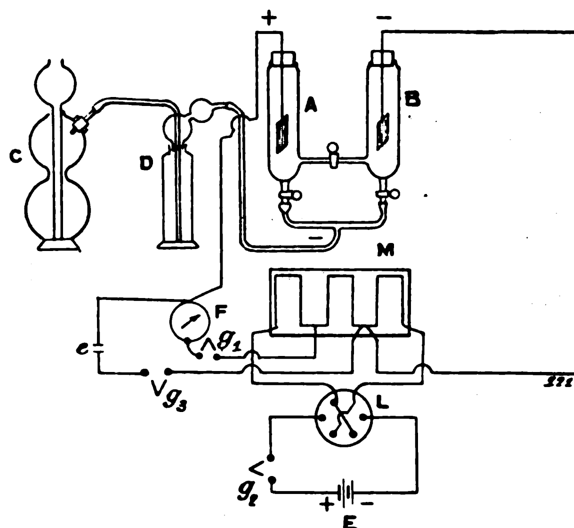


Fig. 2.

C. Appareil à hydrogène. — D. Flacon laveur. — E. Accumulateur. — C. Elément normal. F. Electromètre capillaire. — g_1 g_2 g_3, Clefs. — L, Commutateur. — M, Caisse de résistances.

normale de AzH^4OH, on tire la teneur en ions OH de la relation : $[OH] = \frac{K.x}{y}$, K étant la constante de dissociation $2,3.10^{-5}$ de l'ammoniaque,

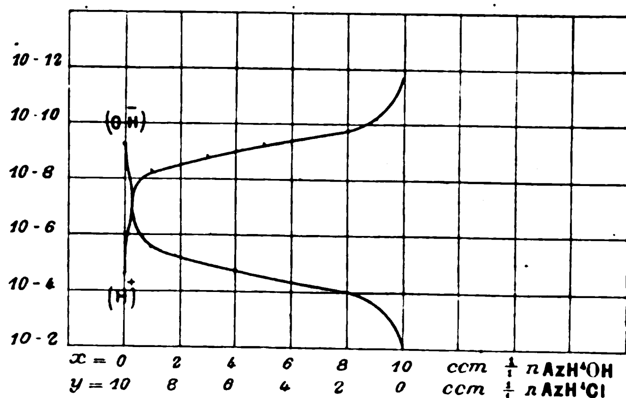


Fig. 3.

x et y les nombres de centimètres cubes des solutions de AzH^4OH et de AzH^4cl. La concentration des ions H se calcule avec la relation : $[H] [OH] = 1,4.10^{-14}$ (pour la dissociation de l'eau). On peut ainsi tracer les courbes de la

[1] *Zeitschrift für Elektroch.* 25 mars 1904.

[2] *Zeitschrift für Elektroch.* 29 mars 1904, p. 208.

figure 3, qui représentent les teneurs en ions OH et en ions H, des mélanges des deux solutions. Les concentrations sont portées en ordonnées et les proportions du mélange en abscisses. L'intersection des deux courbes représente le point de neutralité.

Nous renvoyons aux mémoires originaux pour la description et la discussion des résultats obtenus et des applications qu'on peut faire des réactions colorées à l'étude des liquides faiblement acides ou basiques, notamment des liquides physiologiques. Nous nous sommes contentés de signaler les méthodes à cause de l'intérêt qu'elles présentent en tant qu'applications de l'électrochimie.

C. L.

Sur la constitution des solutions salines. *Electrochemical Industry. Zeitschrift für Elektrochemie.* **Labendsinski, Abegg.**

Il s'agit d'un point fondamental de la théorie de la dissociation électrolytique. Quelle est la nature chimique des ions dans une solution donnée ? Dans les solutions de chlorures, par exemple, y a-t-il seulement des anions Cl et des cathions métal, ou bien peut-on admettre l'existence de ions complexes qui proviendraient de la liaison du sel non dissocié avec les ions simples ?

Tant qu'on n'attribue aux ions que la propriété de transporter une charge électrique et si l'on veut simplement savoir quelle est la quantité de matière déposée ou dissoute en relation avec une certaine quantité d'électricité, la question de la nature chimique des ions est secondaire, car des hypothèses différentes peuvent conduire aux mêmes résultats. Ainsi on a longtemps expliqué la décharge de l'accumulateur au plomb de la façon suivante : le peroxyde de l'électrode positive est réduit par l'hydrogène naissant en protoxyde, et le plomb de l'électrode négative est oxydé par l'oxygène naissant, en protoxyde ; le protoxyde ainsi formé sur les deux électrodes se transforme en sulfate de plomb par une action secondaire. Cette explication qui ne fait intervenir que la dissociation de l'eau est très suffisante pour connaître les quantités de matière transformées pour un certain nombre d'ampères-heure, mais elle est en contradiction avec la théorie des ions ; l'eau ne forme pas d'ions, mais bien les corps dissous qui sont ici PbO^2, Pb, SO^4Pb et SO^4H^2. Pourtant il est arbitraire d'attribuer telle nature chimique aux ions, faute de confirmation expérimentale. MM. Abegg et St. Labendzinski [1] ont cherché à déceler la présence des ions complexes à côté des ions simples dans un certain nombre de solutions salines, par la méthode de Nernst.

En 1859, Hittorf avait déjà montré dans ses recherches sur le transport des ions, que dans les solutions de certains sels, notamment dans les solutions de $CdCl^2$, il n'y a pas seulement les ions simples Cd'' et Cl' mais des anions complexes dont la formule générale serait $(CdCl^2)^n (Cl)^{m'}$. Arrhénius avait été conduit à des conclusions analogues en constatant des divergences entre les concentrations déduites de mesures de points de congélation et les concentrations déduites des mesures de conductibilité. Abegg et Bolländer, en 1899, ont démontré que la formation des ions complexes est caractéristique pour les sels doubles et que des ions complexes existent aussi nécessairement dans les solutions de sels simples.

La méthode de Nernst qui consiste à évaluer la concentration des cathions métal, par une mesure du potentiel d'une électrode métal plongée dans la solution d'un de ses sels, par rapport à une électrode normale, n'avait pas encore été appliquée à l'étude des ions complexes. Le potentiel de l'électrode est pour ainsi dire un réactif spécifique de la concentration des ions métal simples, et n'est pas influencé par la présence des ions complexes. Si la conductibilité d'une solution permet une évaluation de la concentration de la totalité des ions (simples et complexes en même temps), la mesure de la force électromotrice des chaînes de concentration permet de dénombrer les ions simples, de la somme totale des ions.

La description de la méthode de mesure et les résultats numériques obtenus pour diverses concentrations des sels de zinc, cadmium, nickel, cobalt, fer, plomb, cuivre sont donnés explicitement dans le travail de St. Labendzinski.

Le tableau suivant rassemble pour les nitrates, chlorures, sulfates et acétates de ces différents métaux, aux concentrations de 1, 0,1, et 0,01

[1] *Zeitschrift für Elektroch.* 29 janvier 1904.

CATHION	CONCENTRATION en mol. gr.	ANION Azo³. P	ANION Azo³. L	Cl. P	Cl. L	So⁴. P	So⁴. L	$C^2H^3O^2$ P	$C^2H^3O^2$ L
Zinc	1.	45	55	12	56	10	36	5	45 (?)
	0,1	5,5	8	2,5	8	3	6	2	7
	0,01	1	1	1	1	1	1	1	1
Cadmium	1	20	56	6	27	3,5	33		
	0,1	4	8,5	2,5	6	1	6		
	0,01	2	1	1	1	1	1		
Fer	1			25		6			
	0,1			10		1,5			
	0,01					1			
Cobalt	1	35	60	35	60	10	15		
	0,1	6	8	4,5	8	3,5	5		
	0,01	1	1	1	1	1	1		
Nickel	1	50	60			30	15 (?)		
	0,1	6	8			5	5		
	0,01	1	1			1	1		
Plomb	1	35	40					7	
	0,1	8	7	4	7			3	
	0,01	1	1	1	1			1	
Cuivre	1	60	60			14	36	20	
	0,1	7	8			4	6	5	
	0,01	1	1			1	1	1	

mol. gr, les valeurs des concentrations des ions simples (P) obtenues par la formule de Nernst en regard des valeurs (L) de la concentration de tous les ions (simples et complexes) déduites des mesures de conductibilité.

L'auteur conclut que dans ces solutions salines, il y a des ions complexes à côté des ions simples et que les nitrates sont les sels qui contiennent le moins de ions complexes.

C. L.

ÉCLAIRAGE

L'arc électrique et ses applications. **Jul. Bing.** *Electrotechnische Rundschau*, 1er et 15 mars.

Il n'y a pas une partie de l'électrotechnique qui, dans les dernières années, ait vu autant d'innovations que la technique de l'éclairage. En première ligne, on trouve l'arc électrique qui, presque tous les jours, donne lieu à de nouvelles découvertes : il peut donc être intéressant de retracer en quelques lignes le développement de l'arc électrique et ses applications modernes.

Davy relia en 1808 des crayons de charbon de bois aux deux pôles de sa batterie de 2000 éléments galvaniques, amena les charbons en contact, puis les écarta lentement et constata qu'un jet lumineux persistait entre les deux électrodes. Un phénomène analogue, le passage du courant électrique dans une atmosphère gazeuse, était déjà connu depuis longtemps sous la forme du tube de Geissler. Mais tandis que dans ces appareils le courant passe entre deux points placés à une certaine distance dans un milieu gazeux raréfié, l'arc électrique jaillit sous la pression atmosphérique entre des électrodes à faible distance et nécessite pour son allumage un contact préalable entre les électrodes. Il peut également se former, comme l'ont montré Herschel et Daniell en 1840, à la suite du passage d'une étincelle d'amorçage : ce mode d'allumage n'offre qu'un intérêt théorique.

Considérons la forme caractéristique d'un arc à courant continu entre charbons placés verticalement l'un au-dessus de l'autre (fig. 1). Le pôle positif se trouve ici, comme d'habitude, à la partie supérieure. On choisit toujours l'anode plus forte que la cathode, car elle est plus rapidement détruite. Si l'on étudie l'arc, on voit qu'il existe

deux zones très nettement distinctes ; un noyau intérieur violet K entouré d'une enveloppe extérieure M de lumière blanc vert nommée « auréole ».

La plus grande quantité de chaleur est émise

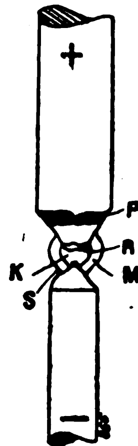


Fig. 1.

par le noyau intérieur K qui représente le chemin direct du courant.

Cette quantité de chaleur vaporise en partie le charbon et les gaz formés brûlent dans l'auréole sous l'influence de l'oxygène de l'air. La température maxima de l'arc se trouve au point d'attache R du noyau lumineux à l'anode. Cette place présente un cratère profond et produit la plus grande partie de la lumière par suite de l'incandescence extrêmement intense. A la cathode, il n'y a qu'une petite pointe incandescente S. A partir de ces deux extrémités incandescentes, l'échauffement va en diminuant. La partie sombre P est recouverte de protubérances en forme de verrues qui proviennent vraisemblablement d'impuretés contenues dans les charbons. Comme l'a montré récemment Mme Ayrton, dont l'autorité en matière d'arc à courant continu est incontestable, l'extension du cratère et de la pointe S dépend de l'intensité de courant.

La figure décrite ne se produit que dans l'arc à courant continu fonctionnant sous une différence de potentiel de 40 à 45 volts. Si l'arc est plus court, c'est-à-dire la différence de potentiel plus faible, l'extrémité de la cathode forme une pointe très aiguë dont l'extrémité pénètre dans le cratère de l'anode et l'arc siffle. Si la différence de potentiel est supérieure à la valeur indiquée, la cathode porte une pointe émoussée.

Dans l'arc alternatif (fig. 2) le sens du courant

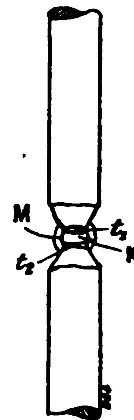


Fig. 2.

des électrodes varie ; chaque électrode est donc tantôt cathode et tantôt anode. Il en résulte que les deux extrémités des charbons prennent la même forme de pointe émoussée. Par suite, il y a haut et bas la même quantité de lumière, rayonnée principalement par les surfaces f_1 et f_2.

Comme l'on désire, dans la plupart des cas, utiliser la lumière vers le bas, il est nécessaire de disposer au-dessus des pointes des charbons

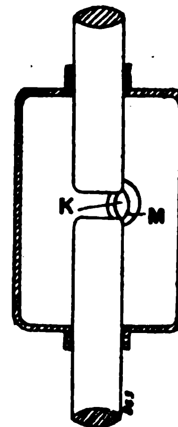


Fig. 3.

un réflecteur qui renvoie la lumière provenant du charbon inférieur.

La forme fondamentale de l'arc entre charbons et sa pointe plus ou moins émoussée dépend de l'action de l'oxygène de l'air, car puisque l'échauffement croît d'après les surfaces de passage

de courant, la combustion qui produit la forme pointue doit croître d'une façon proportionnelle. Ce fait est prouvé par le fonctionnement des arcs à longue durée qui jaillissent dans un milieu pauvre en oxygène. L'arc à longue durée en vase clos a l'aspect représenté par la figure 3, aussi bien pour le courant continu que pour le courant alternatif. Par suite du manque d'air, il ne se forme pas de pointe aux charbons dont les extrémités restent plates. La lumière de l'arc à longue durée offre l'inconvénient d'être très instable par suite de la rotation continuelle de l'arc qui cherche toujours le passage le plus court. L'arc en vase clos exige une différence de potentiel au moins double de celle d'un arc à l'air libre ; sa lumière est plus bleue et contient plus de rayons chimiques actifs favorables aux usages photographiques.

Rappelons les théories modernes sur la nature de l'arc électrique. De même que dans tout conducteur parcouru par un courant, on admet

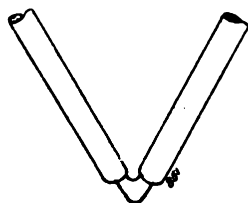


Fig. 4.

dans l'arc comme véhicules de l'énergie électrique les plus petites particules connues, les ions. Ces derniers sont arrachés des électrodes par l'action du courant et par l'échauffement et, chargés d'électricité, émigrent d'une électrode à l'autre en formant un pont pour le passage du courant. On comprend facilement alors que l'arc ne puisse jaillir qu'après un contact momentané des électrodes ; au point de contact le charbon est fortement chauffé, en partie vaporisé et il se forme des particules qui transportent le courant. L'échauffement provoqué par la décharge disruptive d'une étincelle agit de la même manière ; on peut même amorcer l'arc en échauffant les extrémités des électrodes et l'air qui les sépare par la flamme d'un bec de gaz. La stabilité de la lumière peut être accrue par l'emploi de charbons à mèche. Pour le courant continu, on met un de ces charbons comme électrode positive ; pour le courant continu on en met aux deux électrodes. L'action de la mèche est facile à comprendre d'après ce qui précède : elle favorise la formation des ions et le transport du courant, et augmente ainsi la stabilité de la lumière.

La plus grande quantité de lumière dans nos lampes ordinaires à arc provient, comme nous l'avons dit, de l'incandescence intense du cratère de l'anode. L'arc lui-même n'apporte qu'une faible contribution dans la totalité de la lumière. Le cratère de l'arc à courant continu produit à lui seul 85 p. 100 de la lumière totale ; 10 p. 100 sont fournis par la petite pointe de la cathode et seulement 5 p. 100 à l'arc. On a fait fréquemment des essais pour améliorer ces rapports et l'on a cherché à utiliser d'une façon plus efficace au point de vue de la production de lumière la grande quantité de chaleur produite par l'arc.

En 1844, Cassellmann imagina de produire l'arc entre des charbons auxquels il avait adjoint certaines matières telles que du chlorure de soude, du nitrate de strontium, du borax, etc., et remarqua que la quantité de lumière produite avait augmenté ; il remarqua également que la couleur de la lumière variait d'après la composition des électrodes. Il trouva ainsi que l'arc avait toujours la couleur du spectre du métal incorporé. Récemment ces résultats d'expérience ont été appliqués pratiquement par Bremer par l'adjonction aux charbons de 20 à 50 p. 100 de différents sels métalliques.

Les électrodes employées sont des charbons à mèche contenant principalement des composés de potassium, de magnésium, de strontium, de silicium et de fluor.

Ces charbons sont inclinés et forment un angle aigu ; presque toute la lumière produite est ainsi renvoyée vers le bas. Dans les arcs de cette espèce, la plus grande partie de la lumière est produite, non pas par les extrémités incandescentes des charbons, mais par l'arc lui-même, dont la longueur est plus grande que celle de l'arc ordinaire, et varie entre 10 et 25 mm. L'aspect de ces arcs longs est celui d'une flamme jaillissant entre les électrodes et c'est de là que vient leur nom d'arcs à flamme. Un tel arc est très susceptible et oscille sous l'influence de la moindre variation de courant, produisant ainsi une lumière insupportable. Bremer cherche à empêcher ce mouvement de l'arc en plaçant les extrémités des électrodes dans un réflecteur

évasé et ouvert seulement vers le bas (fig. 5).

L'espace limité dans lequel s'effectue la combustion des charbons agit aussi comme économiseur, en empêchant que l'oxygène de l'air soit trop vite renouvelé et en maintenant autour des pointes de charbon incandescentes un mélange gazeux pauvre en oxygène. Les arcs à flamme qui offrent des avantages réels présentent aussi plusieurs inconvénients.

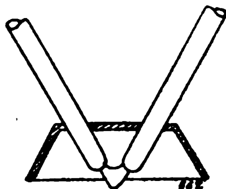


Fig. 5.

En premier lieu, on n'est pas arrivé jusqu'à présent à obtenir une immobilité suffisante de la lumière et de telles lampes ne s'appliquent qu'à l'éclairage extérieur ou à l'éclairage des grands espaces ; de plus, l'arc émet des vapeurs désagréables ; enfin les particules d'oxydes métalliques qui se déposent sur les globes diminuent la quantité de lumière utilisable. Les charbons fabriqués pour les lampes à flamme portent aussi le nom de charbons à effet et sont fabriqués pour produire une lumière jaune, rouge ou blanc laiteux. Le rendement lumineux élevé des arcs à flamme, qui atteint deux à trois fois le rendement des arcs courts ordinaires est dû à différentes causes. Les composés métalliques incorporés sont décomposés par la chaleur de l'arc : le métal est libéré et brûle dans l'arc avec sa couleur caractéristique en produisant une lumière très claire.

Si nous comparons les proportions du courant et de la différence de potentiel aux bornes pour des arcs ordinaires et pour des arcs à flamme, nous trouvons des différences caractéristiques. Pour la même longueur d'arc et la même intensité, la différence de potentiel aux bornes d'un arc à flamme est toujours plus faible que celle d'un arc entre électrodes non préparées. La raison de ce phénomène est la suivante : la différence de potentiel capable de maintenir le courant à travers l'arc dépend de la conductibilité ou de la résistance de ce dernier. Comme nous l'avons dit, cette résistance dépend du nombre des ions libres servant au transport du courant. Dans l'arc à flamme il y a une grande quantité de ces ions libres grâce à la décomposition des composés métalliques incorporés au charbon ; au contraire, dans l'arc ordinaire les ions libres sont en beaucoup moins grand nombre et les particules matérielles qui transportent le courant sont beaucoup moins conductrices.

Il reste à mentionner encore deux applications diverses de l'arc à l'éclairage ; l'arc électrolytique et l'arc entre des électrodes métalliques. L'arc entre des électrodes de la deuxième classe a été étudié par Rash en 1901. Cet auteur employa des baguettes en oxydes de terres rares comme la magnésie, la chaux, l'oxyde de zircone, etc. Comme on le sait, ces oxydes ne sont pas conducteurs à froid et deviennent conducteurs à une température determinée. Rash prit comme électrodes deux de ces baguettes et obtint un arc légèrement bleuâtre. Cette lumière électrolytique n'est pas encore sortie du domaine de l'expérience.

Il en est tout autrement des arcs entre électrodes métalliques dont l'emploi dans la lampe à vapeur de mercure fait actuellement beaucoup parler de lui.

Au lieu de pointes de charbon on peut, sur courant continu, employer comme électrodes des baguettes métalliques, sans que les phénomènes en jeu dans l'arc soient sensiblement modifiés. D'ailleurs, les différents métaux ne se prêtent pas également à cette application, soit à cause de leurs propriétés chimiques, soit à cause de leur point de fusion trop bas. D'une façon générale on a reconnu qu'un métal peut entretenir l'arc d'autant plus facilement qu'il est moins stable ; cela est bien facile à comprendre d'après ce qui précéde. Toutefois lorsqu'il s'agit de courant alternatif les choses ne se passent pas de même. Si dans ce cas on emploie des électrodes métalliques, il n'est pas possible, même avec des différences de potentiel plusieurs fois supérieures à celles que nécessite l'arc à courant continu, d'entretenir un arc dans les conditions habituelles. On peut s'expliquer de la façon suivante ce phénomène ; le charbon conduit beaucoup moins la chaleur que le métal le moins conducteur. Comme à chaque alternance le courant s'annule, c'est-à-dire l'arc s'éteint, les points de passage se refroidissent si rapidement pendant cette interruption qu'il ne peut plus exister suffisamment d'ions pour assurer le transport du

courant. La tension du courant alternatif devrait donc être assez élevée pour qu'il se produise au moment du maximum de tension une étincelle capable d'amorcer l'arc. L'arc entre électrodes de mercure dans un tube à vide est particulièrement intéressant. Comme l'a montré Arons en 1892 il fonctionne sur courant continu avec une faible chute de potentiel. Les travaux récents d'Hewitt ont permis de réaliser avec cet arc une lampe utilisable, mais donnant une lumière blanc verdâtre. La propriété la plus intéressante pour la pratique de la lampe Hewitt consiste dans la possibilité de transformer en courant continu les courants alternatifs polyphasés, d'après le dispositif plusieurs fois décrit [1].

Il est intéressant de connaître la température des différents arcs. D'après les recherches les plus récentes, qui, comme on le comprend, offrent de grandes difficultés, le cratère d'un arc entre charbons atteint la température, constante pour toutes les intensités de courant, de 3 500° C. C'est vraisemblablement la température de vaporisation du carbone, qui est indépendante de l'intensité du courant. La température de la pointe cathodique est plus basse et est d'environ 2 500°. La température de l'arc lui-même est proportionnelle à l'intensité du courant et augmente avec cette dernière. On avait souvent songé à employer en chimie la chaleur considérable développée par l'arc électrique, mais Moissan est le premier qui ait réalisé sur une grande échelle cette application grâce à laquelle il est possible actuellement d'opérer la combinaison chimique de corps que l'on avait considérés jusqu'alors comme absolument indifférents les uns aux autres. Les plus connues des combinaisons ainsi obtenues sont le carbure de calcium et le carbure de silicium. Enfin le traitement électrique des minerais de fer et la fabrication de l'acier entrent actuellement dans le domaine de l'industrie.

Il ne nous reste plus qu'à parler des phénomènes acoustiques que l'on rencontre dans l'arc électrique. En 1898, Simon découvrit que l'arc électrique peut servir à la transmission des sons. Il travaillait sur une lampe à arc pendant qu'une bobine d'induction était en fonctionnement sur une ligne voisine et s'aperçut que chacune des ruptures de courant de cette dernière était perceptible dans l'arc. Après cette expérience fondamentale, il lui fut facile par des montages appropriés de renforcer l'action des ondes et de transmettre tous les tons de la parole, en se servant de l'arc comme téléphone. Parmi le grand nombre de montages différents qui ont été indiqués, celui de Simon est le plus simple, (fig. 6).

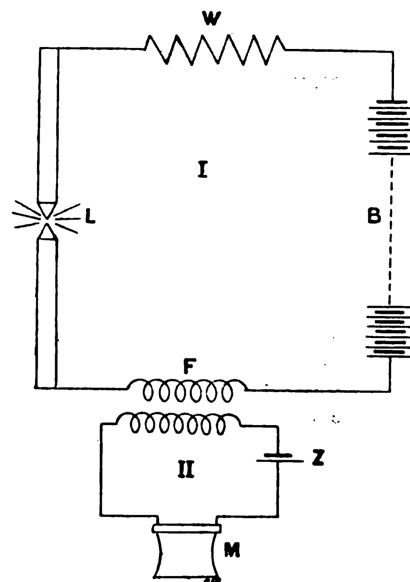


Fig. 6.

Le circuit principal est alimenté par une dynamo ou par une batterie B : il comprend une résistance w, l'un des enroulements d'un transformateur T et un arc électrique entre électrodes de charbon L. Le second enroulement du transformateur est parcouru par les courants alternatifs provenant d'un microphone M. Chacune des variations de courant qui se produit dans ce second circuit est transmise par le transformateur dans le premier et est décelée par l'arc qui peut ainsi reproduire la parole. L'explication donnée par Simon sur ce phénomène est la suivante :

L'arc, par suite de sa température bien déterminée, présente un certain volume. La température de l'arc est, comme nous l'avons rappelé plus haut, fonction de l'intensité du courant. Si cette intensité varie dans le circuit I sous l'effet des ondes induites par le circuit II, le volume de l'arc varie avec ces ondes. Or, ces variations de volume impriment à l'air environnant des oscillations qui reproduisent les sons émis de-

(1) Voir *Éclair. Électr.*, 16 janvier 1903.

vant le microphone. La reproduction est très nette et les arcs qui se prêtent le mieux à cette expérience sont les arcs à flamme à forte intensité. On peut s'étonner au premier abord que les variations de courant relativement faibles produites par le microphone aient des effets aussi intenses dans l'arc. Mais il faut remarquer que la température de l'arc dépend de la chaleur Joule : si le courant est I et la résistance de l'arc R, cette température est proportionnelle à RI^2. Si le courant croît de la petite quantité dI, la température est proportionnelle à $R(I + dI)^2 = RI^2 + 2RIdI +$ un terme négligeable. Le second terme du second membre n'est donc pas seulement proportionnel à dI, mais aussi au courant principal I : on peut donc, en augmentant l'intensité de ce courant, accroître l'intensité du phénomène, ce que vérifie l'expérience.

On peut également renverser le dispositif décrit : en parlant devant l'arc on peut l'employer comme microphone.

On peut aussi, comme l'a montré West, monter deux arcs en série et employer l'un comme microphone et l'autre comme téléphone. Simon a même réussi, en faisant passer le courant d'un microphone dans le circuit d'excitation d'une dynamo à courant continu, à faire reproduire la parole à tous les arcs branchés sur cette machine. Il est étonnant que l'on ne se soit pas occupé plus tôt des propriétés acoustiques de l'arc puisque toutes les lampes à arc fonctionnant sur courant alternatif émettent un son correspondant à la fréquence du courant alternatif.

L'arc parlant peut être employé pour les transmissions téléphoniques au moyen de la lumière. On sait, d'après les lois de la radiation, que toute variation de température est accompagnée d'une variation d'intensité lumineuse. En combinant un arc parlant et un élément de sélénium, on réalise la téléphonie lumineuse dont Graham Bell avait eu l'idée en 1880, et que Ruhmer a considérablement perfectionnée, puisqu'il est arrivé à communiquer téléphoniquement sans fil à une distance de 7 km.

Ruhmer est parvenu également à enregistrer sur une pellicule sensible les variations d'éclat de l'arc. En faisant passer cette pellicule entre une source lumineuse et un élément de sélénium, on peut reproduire dans un téléphone les sons émis devant l'arc. Ruhmer appelle cet appareil *Photographon*.

Pour terminer, nous mentionnerons l'arc chantant de Duddell que l'on obtient en branchant aux bornes d'un arc très court entre charbons homogènes une self-induction et une capacité. La période des oscillations qui prennent naissance est donnée par la formule $t = 2\pi\sqrt{CL}$. Le circuit ne contenant pas de fer, les oscillations obtenues sont des sinusoïdes pures non amorties, comme l'a montré Duddell. B. L.

SOCIÉTÉS SAVANTES ET TECHNIQUES

ACADÉMIE DES SCIENCES

***L'aimantation et la magnétostriction des aciers au nickel*, MM. Nagaoka et Honda**, présenté par M. Ch.-Ed. Guillaume.

MM. Nagaoka et Honda ont déterminé l'intensité d'aimantation de huit échantillons d'acier au nickel, de teneurs comprises entre 24 et 70 p. 100 de nickel.

Les barrettes, en forme d'ovoïdes de 20 cm de longueur et de 1 cm au plus grand diamètre étant placées dans une bobine de 30 cm, et leur action sur un magnétomètre était mesurée en compensant l'action propre de la bobine. Pour tous les échantillons, la saturation est promptement atteinte.

La courbe de la susceptibilité en fonction de de la teneur de 0, vers 25 p. 100, et monte rapidement jusqu'à 29 p. 100, où se trouve un maximum relatif, redescend et remonte jusqu'au maximum absolu vers 50 p. 100, pour redescendre ensuite régulièrement jusqu'à la susceptibilité du nickel.

Tous les échantillons étudiés s'allongent dans le champ ; pour ceux de faible teneur en nickel l'allongement en fonction du champ est graduel, tandis qu'il est plus rapide et atteint plus vite sa limite pour les échantillons à forte teneur. A

partir de 50 p. 100, on constate un maximum peu accusé en fonction du champ. La courbe des allongements en fonction de la teneur pour un champ donné ressemble à la courbe de l'intensité d'aimantation et présente le même plissement vers 29 p. 100.

Les changements de volume sont incomparablement plus grands que dans le fer ou le nickel Ils sont sensiblement proportionnels au champ et atteignent 50.10^{-6} du volume, au maximum, c'est-à-dire pour 29 p. 100 de nickel, dans un champ de 1 600 gauss.

MM. Nagaoka et Honda insistent sur la coïncidence d'une série des propriétés des acier au nickel à la teneur de 29 p. 100 qui semble constituer un point caractéristique de ces alliages.

Osmose électrique dans l'alcool méthylique. Note de M. **A. Baudouin**, présentée par M. A. Haller.

« Ainsi que l'a montré une étude précédente [Jean Perrin, *Conditions qui déterminent le signe et la grandeur de l'électrisation par contact*, *Comptes rendus*, séances des 8 et 11 juin 1903, 5 et 12 octobre 1903], les phénomènes d'osmose électrique ont lieu dans tous les liquides ayant un grand pouvoir inducteur spécifique et, par suite, sont bons ionisants. Il paraît naturel de poursuivre cette étude dans d'autres milieux que l'eau, d'y rechercher l'action des matières dissoutes et de voir comment les lois trouvées pour l'eau se trouveront alors modifiées ou étendues ; en particulier on pourra rechercher des ions jouant vis-à-vis de chaque solvant le rôle capital qu'exercent les ions H^+ et OH^- dans l'eau.

» J'ai étudié à ce point de vue l'alcool méthylique avec un appareil identique à celui de M. Perrin et suivant une technique analogue.

» Voici les premiers résultats de cette étude :

» Dans l'alcool méthylique l'osmose électrique est encore notable mais en moyenne plus faible que dans l'eau, dans les mêmes conditions, aussi est-on obligé d'opérer avec une différence de potentiel de 250 volts à 300 volts au lieu de 60 volts à 100 volts que l'on employait dans l'eau : l'osmose est en effet proportionnelle à la différence de potentiel que l'on crée de part et d'autre de la paroi poreuse (résultat vérifié de 30 volts à 900 volts).

» Les premières expériences ont été faites avec de l'alcool méthylique absolu (après distillation lesur sodium) ; mais la présence d'une petite quantité d'eau, 1 à 2 p. 100, ne modifiant pas le sens des résultats, les expériences suivantes ont été faites dans de l'alcool méthylique pur à 99°.

» Ces expériences nous ont montré que, ainsi que cela se passe dans l'eau, le sens de l'osmose varie avec la nature des cloisons poreuses : pour certaines d'entre elles, $CrCl^3$, SO^4Pb, MnO^2, le liquide remonte le courant électrique, se dirige vers le pôle positif ; la paroi s'est donc chargée positivement au contact de l'alcool ; pour d'autres, SiO^2, S, As^2S^3, PbI^2, l'osmose a lieu en sens inverse, la paroi s'est donc chargée négativement au contact de l'alcool méthylique ; il est à remarquer que ces parois donnent une osmose de même sens dans l'eau neutre.

» *L'osmose est sensible à des traces de matières dissoutes dans l'alcool à condition que ces matières soient des électrolytes :* Pour une paroi de silice, une trace de $CaCl^2$ double le temps nécessaire pour faire passer un même volume de liquide sous une même différence de potentiel, mais sans changer le sens du mouvement; pour une paroi d'iodure de plomb, une trace de nitrate d'aluminium renverse le sens de l'osmose.

» Au contraire, certaines substances telles que la benzine, la naphtaline, le menthol, le camphre, non décomposables en ions, semblent ne modifier le phénomène en aucune façon ; ainsi, il faut sensiblement le même temps (100, 105 secondes) pour faire passer le même volume ($0,1\ cm^3$) sous une même différence de potentiel (250 volts) pour :

» I. De l'alcool méthylique pur à 99° ;

» II. De l'alcool contenant 0,25 gr de camphre pour $50\ cm^3$;

» III. De l'alcool contenant 0,50 gr de camphre pour $50\ cm^3$, ce qui correspond à 1 molécule pour 30 litres pour le premier cas, 1 molécule pour 15 litres dans le second, concentration beaucoup plus forte que celle que nous avons employée pour les électrolytes et dont l'action est très marquée pour des concentrations de 1 molécule pour 1 000 litres ou 1 500 litres d'alcool.

» Si nous considérons, par analogie avec l'eau, l'alcool méthylique CH_4O comme constitué par les groupements CH_3O et H analogues aux groupements OH et H de l'eau, le méthylate de

sodium $CH_3O.K$ devra vis-à-vis de l'alcool jouer le rôle de la potasse $OH.K$ vis-à-vis de l'eau, et charger négativement, comme une solution basique le fait pour l'eau, une paroi positive, c'est-à-dire renverser le sens de l'osmose pour une telle paroi.

» C'est ce que l'expérience vérifie : une paroi de chlorure de chrome, qui se charge positivement au contact de l'alcool méthylique absolu, se charge négativement dans une solution de méthylate approximativement 1/1500e normale, 1 molécule en 4000 litres donne encore une osmose notable en sens inverse de celle que donnait l'alcool méthylique pur ; enfin une molécule en 16000 ne donne plus d'osmose appréciable ni dans un sens ni dans l'autre.

» L'action de l'ion H est plus difficile à mettre en évidence, on prévoit que cet ion, comme dans l'eau, imposera son signe à une paroi chargée négativement et retournera le sens de l'osmose pour une telle paroi.

» Or dans un premier essai, pour différentes parois [S, AgCl, SiO^2], l'addition de HCl déchargeait la paroi sans aller jusqu'à la charger positivement. Dans le cas d'une paroi de soufre l'osmose très notable (80 secondes pour faire passer 0,1 cm^3 sous 250 volts) devient à peine appréciable quand on ajoute une trace d'acide azotique.

» Ceci peut tenir à ce que la plus grande partie de l'acide ajouté disparaît en éthérifiant de l'alcool. En poussant la concentration jusqu'à ce qu'il reste des traces d'acide libre, on change le sens de l'osmose. C'est ce qui arrive en effet pour une paroi de silice lorsque la conductibilité de la liqueur correspond à une concentration grossièrement millinormale en ions libres.

» J'indiquerai dans une prochaine note l'action des ions polyvalents. »

Sur le pouvoir pénétrant des rayons N_1 émis par certaines sources et leur emmagasinement par diverses substances. Note de M. **Julien Meyer**, présentée par M. Mascart.

« M. Blondlot a signalé récemment une nouvelle espèce de rayons N qui diminuent la phosphorescence du sulfure de calcium. Il a constaté que ces rayons qu'il nomme N_1, sont émis par une lampe Nernst en même temps que les rayons N et qu'ils se produisent aussi quand on étire un fil de cuivre, d'argent ou de platine.

» J'ai utilisé comme sources de rayons N_1 un fil de verre ou de cuivre tendu ou un tube de verre fermé, à l'intérieur duquel on a diminué la pression. Le verre du tube soumis à l'état de contrainte résultant de la différence des pressions à l'intérieur et à l'extérieur est une source puissante de rayons N_1.

» En effet, l'éclat de l'écran à taches de sulfure, introduit sous une cloche de verre reposant sur la platine de la machine pneumatique, diminue quand la machine fonctionne et reprend sa valeur primitive quand on laisse rentrer l'air. Si l'on place l'écran à sulfure en dehors de la cloche, la phosphorescence diminue également dès le premier coup de piston.

» Une ampoule de lampe à incandescence dans laquelle ne passe aucun courant, un tube de Geissler à hydrogène, un tube de Crookes, sans qu'on les actionne par une bobine de Ruhmkorff, émettent d'eux-mêmes des rayons N_1.

» Tandis que les rayons N_1 de la lampe Nernst sont arrêtés par une lame de plomb oxydée ou une feuille de papier mouillée, ceux qui proviennent des sources précédentes jouissent d'un pouvoir pénétrant considérable : l'action d'une ampoule de lampe à incandescence sur l'écran n'est pas, en effet, sensiblement diminuée si l'on intercale entre l'ampoule et l'écran une planche de 10 cm d'épaisseur ou une feuille de plomb oxydée de 1 mm d'épaisseur repliée sur elle-même de façon à être traversée huit fois, ou un vase de verre de 10 cm d'épaisseur rempli d'eau pure.

» Le carton, la paraffine, l'aluminium, le zinc, le fer, le cuivre, l'argent, l'or, le mercure, la main sont aussi transparents pour ces radiations.

» Je n'ai trouvé, comme corps opaque, que le platine sous une épaisseur de 1 mm, et le verre dit opale sous une épaisseur de 3 mm.

» En étudiant la réfraction de ces rayons N_1 à l'aide d'une lentille d'aluminium, j'ai eu l'occasion de constater que ce métal les emmagasine en grande quantité et qu'il en émet pendant plus de 24 heures après qu'on l'a éloigné de la source.

» Le verre ordinaire, le crown les emmagasinent mais gardent peu de temps la faculté d'en émettre. Le plomb, le cuivre, l'eau pure ne les emmagasinent pas.

» L'eau salée, la dissolution d'hyposulfite de

soude dans l'eau, soumises à l'action d'une source de rayons N_1 deviennent elles-mêmes et restent très longtemps des sources.

» La main, après avoir été maintenue pendant quelque temps à une faible distance d'une source de rayons N_1, ou après l'avoir touchée, diminue elle-même la phosphorescence de l'écran quand on l'en approche. Elle garde cette propriété pendant plusieurs minutes. Ce fait paraît dû à l'emmagasinement des rayons N_1 par la sueur, qui se comporte comme l'eau salée. Cette explication semble d'autant plus admissible que, si on lave la main à grande eau, elle cesse d'agir sur l'écran.

» Les rayons N_1 émis par les sources précédentes sont réfractés par des prismes de verre, de cuivre et d'aluminium et sont diffractés par un réseau. »

Modifications permanentes. Sur les propriétés des systèmes affectés à la fois d'hystérésis et de viscosité. Note de M. **P. Duhem**.

« M. Marcel Brillouin a donné autrefois une théorie des modifications permanentes ; en cette théorie, il a émis l'hypothèse suivante : Un grand nombre de modifications, en apparence spontanées, qui semblent se produire à température constante et sous action extérieure constante, sont dues, en réalité, à une accumulation de changements permanents produits par des oscillations très petites et très nombreuses de la température et des actions extérieures.

» La théorie de l'hystérésis que, depuis plusieurs années, nous nous efforçons de construire nous a amené à reprendre (1) et à développer l'hypothèse de M. M. Brillouin. Les belles recherches expérimentales de M. L. Marchis (2) sur le déplacement du zéro du thermomètre à mercure et de M. H. Chevallier (3) sur la variation de résistance électrique de l'alliage platine-argent ont apporté, d'ailleurs, à l'hypothèse de M. Brillouin, d'importantes confirmations ; elles ont mis en évidence le rôle essentiel que les oscillations de la température jouent en ces altérations.

» D'autres physiciens ont institué, au sujet d'autres modifications, spontanées en apparence, des expériences analogues ; mais ces expériences n'ont manifesté aucune influence exercée par les petites oscillations des actions extérieures ou n'ont manifesté qu'une influence négligeable. Il y a, entre leurs observations et celles de M. Marchis et de M. Chevallier, une contradiction apparente qui vaut la peine d'être dissipée.

» On y parvient aisément en faisant usage des lois générales de la Dynamique des systèmes affectés d'hystérésis, telles que nous les avons récemment développées (1). Lord Kelvin, P.-G. Tait, Lord Rayleigh et H. von Helmholtz ont montré l'intérêt qu'il y avait à compléter le principe de d'Alembert par l'introduction des actions de viscosité. Selon ces auteurs, *on tire des équations de l'équilibre d'un système les équations du mouvement de ce même système en ajoutant à chaque action extérieure l'action d'inertie et l'action de viscosité qui correspondent à la même variable*. Cette forme généralisée du Principe de d'Alembert est celle dont nous avons fait un continuel usage dans l'étude des systèmes dénués d'hystérésis ; c'est aussi celle que nous avons étendue aux systèmes affectés d'hystérésis.

» Considérons un système défini, hors la température T, par une seule variable normale x et soit X l'*action extérieure* correspondante. Désignons par J l'*action d'inertie* et par V l'*action de viscosité*. On passera des équations statiques de l'hystérésis aux équations dynamiques en substituant à l'action extérieure X l'*action totale* $Z = X + J + V$.

» Dans un grand nombre de cas, la valeur des actions X et J est donnée par les conditions de l'expérience, tandis que l'action de viscosité V demeure inconnue ; aussi désignerons-nous la somme $Y = X + J = Z - V$ comme étant l'*action observable*. Le point (Y, x) est un point du

(1) Sur les déformations permanentes et l'hystérésis. Premier Mémoire (*Mémoires de l'Académie de Belgique*, t. LIV). — Septième Mémoire (*Ibid.*, t. LXII).

(2) L. Marchis, Les modifications permanentes du verre et le déplacement du zéro des thermomètres (*Mémoires de la Soc. des Sc. phys. et nat. de Bordeaux*, 5e série, t. IV, 1898, p. 67).

(3) H. Chevallier, Sur les variations permanentes de résistance électrique des fils d'alliage platine-argent soumis à des variations de température (*Mémoires de la Soc. des Sc. phys. et nat. de Bordeaux*, 5e série, t. V. 1901, p. 385).

(1) Sur les déformations permanentes et l'hystérésis. Septième Mémoire : Hystérésis et viscosité (*Mémoires de l'Académie de Belgique*, t. LXII, 1902).

tracé observable, tandis que le point (Z, x) est un point du *tracé complet*. Le tracé complet se compose d'ascendantes et de descendantes associées selon les règles de la statique des systèmes à hystérésis ; le tracé observable peut avoir une forme extrêmement différente. La comparaison de ces deux tracés nous a déjà fourni plusieurs propositions essentielles pour l'étude dynamique des systèmes affectés d'hystérésis ; c'est elle encore qui nous servira à résoudre le problème qui nous occupe.

» Pour plus de simplicité, nous supposerons que le variable x soit une *variable sans inertie ;* cette supposition est rigoureusement exacte pour le cas où x est une aimantation ou une variable chimique ; elle est à peu près exacte lorsque x représente la longueur d'un fil tendu. Dès lors, J sera nul ; on aura $Y = X = Z - V$.

» Nous supposerons également, comme on le fait presque toujours, que l'action de viscosité V est proportionnelle à la vitesse $\frac{dx}{dt} = x'$, en sorte que $V = - \nu (x, T) x'$; le *coefficient de viscosité* ν est nécessairement positif.

» Supposons que la valeur de l'action observable X oscille entre deux limites voisines A_0, A_1. Selon une discussion précédemment donnée [1], il peut arriver, pendant un certain temps, que, malgré les continuels changements de signe de $X' = \frac{dX}{dt}$, x' garde un signe invariable ; puis, pendant un autre temps, que x' subisse autant de changements de signe que X' en éprouve.

» Bornons-nous, aujourd'hui, à considérer le premier cas et supposons, pour fixer les idées, x' constamment positif.

» A l'instant t_0, x, X, x' ont des valeurs déterminées x_0, X_0, x'_0 ; nous nous proposons de comparer la variation de x lorsque X oscille constamment entre A_0 et A_1 à la variation que subirait x si X gardait constamment la valeur x_0.

» x' étant, par hypothèse, constamment positif durant le temps considéré, le *tracé complet* se réduit, dans les deux cas, à une ascendante unique ; et, dans les deux cas, cette ascendante est la même, car le point de départ (X_0, x_0) est le même.

» Par conséquent, à une valeur donnée de x correspond, dans les deux cas, une même *action totale*. Soient x' la vitesse dans le premier cas et y' dans le second. Pour chaque valeur de x, nous devons avoir

$$X - \nu (x) x' = X_0 - \nu (x) y',$$

ou bien

$$\nu (x) (x' - y') = X - X_0.$$

Mais $(X - X_0)$ est, en valeur absolue, au plus égal à $(A_0 - A_1)$; si donc $(A_0 - A_1)$ est petit par rapport au coefficient de viscosité ν, $(x' - y')$ est petit. Lorsque le système passe par une valeur donnée de x, il y passe, dans les deux cas, sensiblement avec la même vitesse ; il subit donc, dans un même temps, sensiblement la même transformation.

» Ainsi, *tant que la vitesse de transformation x' garde un signe invariable, de petites oscillations éprouvées par l'action observable au voisinage d'une valeur moyenne constante exercent seulement une faible influence sur les modifications d'un système affecté d'hystérésis et de viscosité, pourvu que le coefficient de viscosité soit grand par rapport à l'oscillation que peut éprouver la valeur de l'action observable.* »

(1) Sur les déformations permanentes et l'hystérésis. Septième Mémoire : Hystérésis et viscosité. Chapitre III, § 9 (*Mémoires de l'Académie de Belgique*, t. LXII, 1902).

Le Gérant : CH. COINTE.

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

ÉTUDE THÉORIQUE
SUR LES MOTEURS MONOPHASÉS A COLLECTEURS

III. — THÉORIE DU MOTEUR MONOPHASÉ COMPENSÉ

Dans la figure 1 nous donnons le montage du moteur monophasé compensé, tel qu'il a été indiqué par M. Latour (*Écl. Élect.*, t. XXXVI, p. 316).

Nous admettrons dans ce qui va suivre, les balais court-circuités *ab* décalés d'un angle θ par rapport à la ligne polaire statorique *pp* et les balais série *cd*, amenant le courant d'alimentation au rotor, en quadrature avec les balais *ab*.

Ensuite, pour mieux faire ressortir les qualités fondamentales du moteur compensé, nous négligerons dans une première approximation la résistance ohmique ainsi que les fuites magnétiques des enroulements.

Soient, conformément à ce qui a été convenu plus haut :

$\mathcal{L}_1$ le coefficient de self-induction de l'enroulement statorique ;

$\mathcal{L}_2$ la valeur des coefficients de self-induction de l'enroulement du rotor suivant les directions *ab* et *cd* ;

$\mathcal{M}_{12} \cos \theta$ et $\mathcal{M}_{12} \sin \theta$ les coefficients d'induction mutuelle statique de l'enroulement statorique par rapport à l'enroulement du rotor et suivant les circuits *ab* et *cd* respectivement ;

$\mathcal{M}'_{12} \cos \theta$ et $\mathcal{M}'_{12} \cos \theta$ les coefficients correspondants d'induction dynamique ;

$\mathcal{M}_{21} \cos \theta$ et $\mathcal{M}_{21} \sin \theta$ les coefficients d'induction mutuelle statique des circuits secondaires suivant *ab* et *cd* par rapport à l'enroulement statorique ;

$\mathcal{M}'_2$ les coefficients d'induction mutuelle dynamique entre les branches *ab* et *cd* de l'enroulement secondaire.

Ensuite :
$\bar{\mathcal{E}}_1$ le vecteur de la tension aux bornes du stator ;
$\bar{\mathcal{E}}_2$ le vecteur de la tension entre les balais *cd* du rotor ;
$\bar{\mathfrak{J}}_1$ le vecteur du courant d'alimentation ;
$\bar{\mathfrak{J}}_2$ le courant secondaire parcourant la branche *ab*,

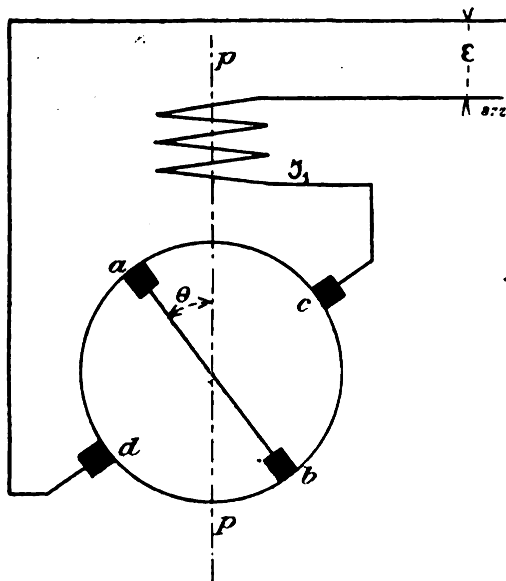


Fig. 1.

enfin ω_1 la vitesse angulaire du vecteur de la tension ;

et ω_2 la vitesse angulaire polaire du rotor.

Avec ces symboles les équations fondamentales du moteur monophasé compensé pourront s'écrire en termes vectoriels :

$$\bar{\mathcal{E}}_1 = i\omega_1\bar{\mathfrak{J}}_1\mathcal{L}_1 + i\omega_1\bar{\mathfrak{J}}_2\mathcal{M}_{21}\cos\theta + i\omega_1\bar{\mathfrak{J}}_1\mathcal{M}_{21}\sin\theta \ldots\ldots \quad (1)$$

$$\bar{\mathcal{E}}_2 = i\omega_1\bar{\mathfrak{J}}_1\mathcal{L}_2 + i\omega_1\bar{\mathfrak{J}}_1\mathcal{M}_{12}\sin\theta + \omega_2\bar{\mathfrak{J}}_2\mathcal{M}'_2 + \omega_2\bar{\mathfrak{J}}_1\mathcal{M}'_{12}\cos\theta \ldots \quad (2)$$

$$0 = i\omega_1\bar{\mathfrak{J}}_2\mathcal{L}_2 + i\omega_1\bar{\mathfrak{J}}_1\mathcal{M}_{12}\cos\theta - \omega_2\bar{\mathfrak{J}}_1\mathcal{M}'_2 - \omega_2\mathfrak{J}_1\mathcal{M}'_{12}\sin\theta \ldots \quad (3)$$

Posons, pour simplifier davantage les choses, avant d'envisager le cas général :

$$\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_2 = \mathcal{M}_{12} = \mathcal{M}'_{12} = \mathcal{M}_2$$

et résolvons (3) par rapport à $\bar{\mathfrak{J}}_2$:

$$\bar{\mathfrak{J}}_2 = -\frac{\bar{\mathfrak{J}}_1}{i\omega_1}\left[i\omega_1\cos\theta - \omega_2(1+\sin\theta)\right] \ldots\ldots \quad (4)$$

En éliminant $\bar{\mathfrak{J}}_2$ de (1) et (2) et en faisant la somme, il vient, si nous désignons la tension d'alimentation par $\mathcal{E}$:

$$\mathcal{E} = \bar{\mathcal{E}}_1 + \bar{\mathcal{E}}_2 = \bar{\mathfrak{J}}_1 \frac{i\omega_1\mathcal{L}_1}{\omega_1^2}\left[\omega_1^2 - i\omega_1\omega_2\frac{\cos\theta}{1+\sin\theta} - \frac{\omega_2^2}{1+\sin\theta}\right](1+\sin\theta)^2$$

Nous pouvons introduire dans cette expression le courant de démarrage

$$\bar{\mathfrak{J}}_{1,d} = \frac{\mathcal{E}}{i\omega_1\mathcal{L}_1(1+\sin\theta)^2}$$

et écrire le courant d'alimentation :

$$\bar{\mathfrak{J}}_1 = \bar{\mathfrak{J}}_{1,d}\frac{\omega_1^2}{\omega_1^2 - i\omega_1\omega_2\dfrac{\cos\theta}{1+\sin\theta} - \dfrac{\omega_2^2}{1+\sin\theta}}$$

Avec

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\omega_1\omega_2\cos\theta}{\omega_1^2(1+\sin\theta) - \omega_2^2}$$

le courant primaire peut aussi être écrit :

$$\bar{\mathfrak{J}}_1 = \bar{\mathfrak{J}}_{1,d}\frac{\omega_1}{\omega_2}\frac{1+\sin\theta}{\cos\theta}\sin\psi\, e^{i\psi}$$

ou bien, en tirant de l'expression de tg ψ la valeur de $\frac{\omega_1}{\omega_2}$.

$$\bar{\mathfrak{J}}_1 = \bar{\mathfrak{J}}_{1,d}\left[\frac{\cos\psi}{2} \pm \sqrt{\frac{\cos^2\psi}{4} + \frac{\sin^2\psi}{1-\sin\theta}}\right]e^{i\psi} \ldots \quad (5)$$

Le courant secondaire peut être tiré de (4) :

$$\bar{\mathfrak{I}}_2 = -\bar{\mathfrak{I}}_1 \cos\theta + \bar{\mathfrak{I}}_{1,d} \frac{(1+\sin\theta)^2}{\cos\theta} \sin\psi\, e^{-\left(\frac{\pi}{2}-\psi\right)} \ldots\ldots \qquad (6)$$

La vitesse de rotation s'obtient de la formule pour tg ψ :

$$\omega_2 = -\,\omega_1 \frac{\cos\theta}{\sin\psi}\left(\frac{\cos\psi}{2} \mp \sqrt{\frac{\cos^2\psi}{4}+\frac{\sin^2\psi}{1-\sin\theta}}\right)$$

Ceci peut être écrit en appelant $\mathfrak{I}^*_1$ la valeur adjointe de $\mathfrak{I}_1$, correspondant au signe — dans la formule (5) :

$$\omega_2 = -\,\omega_1 \frac{\cos\theta}{\sin\psi} \frac{\mathfrak{I}_1^*}{\mathfrak{I}_{1,d}}$$

D'autre part, on trouve pour ω_2 en partant de l'avant-dernière expression donnée pour $\bar{\mathfrak{I}}_1$:

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{1+\sin\theta}{\cos\theta} \cdot \frac{\sin\psi}{\mathfrak{I}_1} \mathfrak{I}_{1\cdot d}$$

Le couple C s'obtient en multipliant les équations (1) et (2) dans leur forme canonique par i_1dt et l'équation (3) avec i_2dt, i_1 et i_2 étant les valeurs instantanées des courants primaire et secondaire, et en faisant la somme des produits, tout en intégrant entre o et 1. Toutes simplifications faites, il reste comme mécaniquement utilisable :

$$C\omega_2 = \omega_2\mathfrak{M} \cos\theta \int_0^1 i_1^2 dt - \omega_2\mathfrak{M} \sin\theta \int^1 i_1 i_2 dt$$

d'où

$$C = \mathfrak{M} \cos\theta \frac{\mathfrak{I}_1^2}{2} - \mathfrak{M} \sin\theta \frac{\mathfrak{I}_1\mathfrak{I}_2}{2} \cos(\mathfrak{I}_1,\mathfrak{I}_2)$$

ou bien en rapprochant l'expression donnée pour $\bar{\mathfrak{I}}_2$ et en observant que le second terme est en quadrature avec $\bar{\mathfrak{I}}_1$:

$$C = \frac{\mathfrak{M} \cos\theta\,(1+\sin\theta)}{2} \mathfrak{I}_1^2$$

On voit que le couple est proportionnel au carré du courant d'alimentation et devient nul pour $\theta = 90°$.

La tension lamellaire $\bar{e}_3$ sous les balais série c et d peut s'écrire, en appelant $m_{13}\cos\theta$ et $m'_{13}\sin\theta$ les coefficients d'induction statique et dynamique du stator par rapport à une spire court-circuitée par les balais série, m_{23} le coefficient d'induction mutuelle statique du circuit suivant ab, et m'_{23} le coefficient d'induction dynamique du circuit suivant cd par rapport à la même spire :

$$\bar{e}_3 = i\omega_1 m_{23}\bar{\mathfrak{I}}_2 + i\omega_1 m_{13}\cos\theta\bar{\mathfrak{I}}_1 - \omega_2 m'_{23}\bar{\mathfrak{I}}_1 - \omega_2 m'_{13}\sin\theta\bar{\mathfrak{I}}_1$$

En posant, en conformité avec ce qui a été admis précédemment,

$$m_{23} = m_{13} = m'_{13} = m'_{23}$$

on obtient en vertu de l'équation fondamentale (3) :

$$\bar{e}_3 = 0$$

La tension sous les balais série se trouve donc être nulle à toute vitesse.

Pour la tension lamellaire sous les balais court-circuités *ab*, on obtient finalement, en comprenant sous m_{14} sin Θ et m'_{14} cos Θ les coefficients d'induction statique et dynamique entre le stator et une bobine élémentaire court-circuitée par les bobines *a* ou *b*, sous m_{24} le coefficient d'induction mutuelle statique du circuit secondaire suivant *cd*, et sous m'_{24} le coefficient d'induction dynamique du circuit secondaire suivant *ab* par rapport à la même bobine :

$$\bar{e}_4 = i\omega_1 m_{24}\bar{\mathfrak{J}}_1 + i\omega_1 m_{14} \sin \Theta \bar{\mathfrak{J}}_1 + \omega_2 m'_{24} \bar{\mathfrak{J}}_2 + \omega_2 m'_{14} \cos \Theta \bar{\mathfrak{J}}_1$$

En rapprochant cette expression pour $\bar{e}_4$ de l'équation fondamentale (2) on voit, qu'avec l'hypothèse

$$m_{14} = m'_{14} = m_{24} = m'_{24}$$

la tension lamellaire sous les balais court-circuités se trouve être proportionnelle et en phase avec la tension entre les balais série $\mathcal{E}_2$, de sorte que l'on peut poser, en désignant par *a* une constante arbitraire :

$$\bar{e}_4 = a\bar{\mathcal{E}}_2 \ldots\ldots \tag{7}$$

DIAGRAMME POLAIRE DU MOTEUR MONOPHASÉ COMPENSÉ. — Il est facile de voir que l'épure polaire du moteur composé sera une courbe biquadratique ou quartique. On fera bien, dans la suite, de distinguer 3 cas, suivant que :

1°) $\Theta = 0$
2°) $\Theta < 0$
3°) $\Theta > 0$

1[er] cas : $\Theta = 0$. — L'expression du courant d'alimentation devient pour $\Theta = 0$:

$$\bar{\mathfrak{J}}_1 = \bar{\mathfrak{J}}_{1,d} \left[\frac{\cos \psi}{2} \pm \sqrt{\frac{\cos^2 \psi}{4} + \sin^2 \psi} \right] e^{i\psi}$$

Commençons par tracer horizontalement (fig. 2) le vecteur de la tension d'alimentation OE et verticalement en O le courant de démarrage $\bar{\mathfrak{J}}_{1,d} = \overline{OB}$.

Décrivons ensuite sur $\overline{OB}$ et $\overline{OD} = \frac{\overline{OB}}{2}$ comme diamètres deux cercles auxiliaires Γ et Γ' et menons par O, sous un angle ψ avec $\overline{OB}$, un rayon vecteur $\overline{OC}$ rencontrant les deux cercles en G et G' respectivement. On a alors pour les segments interceptés sur $\overline{OC}$ par les cercles Γ et Γ' :

$$\overline{OG}^1 = \bar{\mathfrak{J}}_{1,d} \frac{\cos \psi}{2}$$

$$\overline{BG}^1 = \sqrt{\overline{G'G}^2 + \overline{GB}^2} = \bar{\mathfrak{J}}_{1,d} \sqrt{\frac{\cos^2 \psi}{4} + \sin^2 \psi}$$

On peut maintenant engendrer facilement la quartique lieu de l'extrémité du *courant d'alimentation* $\bar{\mathfrak{J}}_1$ en portant sur un rayon vecteur arbitraire, tel que $\overline{OG'G}$, à partir du point G', une longueur $\overline{G'B}$ dans les deux sens ; les points C et C* que l'on obtient ainsi, font alors partie de la quartique $[\Theta = 0]$. En répétant cette construction pour différentes directions ψ, on reçoit la courbe du quatrième ordre représentée dans la figure 2, qui tient évidemment de la cardioïde par le point cuspidal et la bitangente réelle à l'origine et par la seconde bitangente réelle inférieure, parallèle à OE.

Nous appellerons par extension C* le point adjoint de C. Avant d'entamer cependant la

discussion de cette courbe, il convient d'envisager la représentation graphique des autres grandeurs électriques.

Avec $\Theta = o$ il vient de (6) pour le courant secondaire :

$$\mathfrak{J}_2 = -\mathfrak{J}_1 + \mathfrak{J}_{1,d} \sin \psi e^{-i\left(\frac{\pi}{2}-\psi\right)}$$

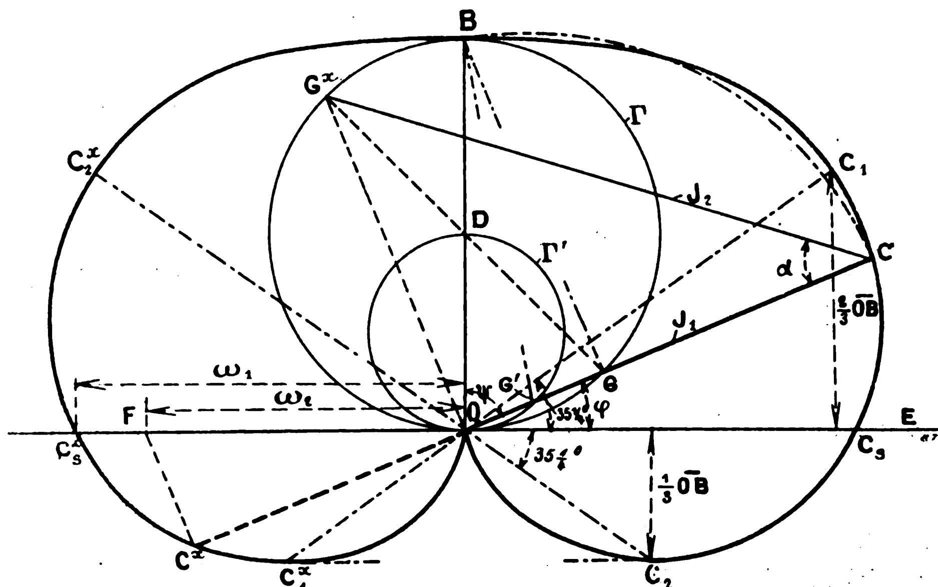


Fig. 2.

En reliant le second point d'intersection G^*, de la droite $\overline{GD}$ avec le cercle Γ, avec les points O et C par des droites et en remarquant que :

$$\overline{OG^*} = \mathfrak{J}_{1,d} \sin \psi e^{-i\left(\frac{\pi}{2}-\psi\right)}$$

on a directement en

$$\overline{CG^*} = -\overline{OC} + \mathfrak{J}_{1,d} \sin \psi e^{-i\left(\frac{\pi}{2}-\psi\right)} = \mathfrak{J}_2$$

le courant secondaire en grandeur et direction.

La vitesse de rotation peut aussi s'écrire, si nous appelons l'angle entre $\mathfrak{J}_1$ et $\mathfrak{J}_2$:

$$\sphericalangle \; OCG^* = \alpha,$$

$$\omega_2 = \omega_1 \sin \psi \frac{\mathfrak{J}_{1,d}}{\mathfrak{J}_1} = \omega_1 \frac{OG^*}{OC} = \omega_1 \operatorname{tg} \alpha$$

En partant de l'expression $\omega_2 = -\omega_1 \frac{1}{\sin \psi} \frac{\mathfrak{J}^*_1}{\mathfrak{J}_{1,d}}$ on peut aussi représenter ω_2 linéairement.

En effet, si nous érigeons, pour trouver la vitesse afférente au point C, au point adjoint C^* une perpendiculaire à OC^* jusqu'à ce qu'elle vienne rencontrer l'axe polaire OE en F, le segment OF sera proportionnel à la vitesse angulaire du rotor. Nous trouvons l'échelle de la vitesse, en considérant le synchronisme, où $\operatorname{tg} \psi = \infty$, donc $\cos \varphi = 1$. Si nous appelons C_s et C^*_s les points de la quartique situés sur l'horizontale OE, nous avons en $\overline{OC_s} = i\mathfrak{J}_{1,d}$ le courant primaire au synchronisme et en $\overline{OC^*_s}$ une longueur correspondant

à la vitesse synchrone, et, par là, l'échelle de ω_2. Le couple C_1 est égal au couple de démarrage C_d. Le courant secondaire est représenté au synchronisme par

$$\overline{C_1B} = \overline{\mathfrak{I}_{2,s}}$$

On peut remarquer qu'au synchronisme le champ résultant suivant la ligne des balais en court-circuit *ab* est proportionnel et en phase avec :

$$\overline{OC_1} + \overline{C_1B} = \overline{OB} = \overline{\mathfrak{I}_{1,d}}$$

tandis que, suivant la ligne des balais série *cd*, le champ est dans le même rapport proportionnel et en phase avec :

$$\overline{OC_1} = \overline{\mathfrak{I}_{1,s}}$$

et donne donc lieu avec le premier à un champ tournant parfait.

En substituant finalement l'expression trouvée pour $\overline{\mathfrak{I}_2}$ dans l'équation (2), tout en mettant $\theta = 0$, on obtient :

$$\overline{\mathcal{E}_2} = \frac{i\mathfrak{L}_1}{\omega_1}(\omega_1^2 - \omega_2^2)\overline{\mathfrak{I}_1}$$

et en rapprochant l'expression de tg ψ :

$$\overline{\mathcal{E}_2} = i\omega_1\mathfrak{L}_1\overline{\mathfrak{I}_{1,d}} \cos \psi e^{i\psi}$$

La tension $\overline{\mathcal{E}_2}$ entre les balais-série cd est donc en quadrature avec le courant $\overline{\mathfrak{I}_1}$, et il résulte de là qu'il n'arrive point d'énergie électrique au rotor par les balais série cd. $\overline{\mathcal{E}_2}$ est proportionnel à $\overline{\mathfrak{I}_{1,d}}$ cos ψ et peut être représenté par la corde $\overline{OG}$ du cercle Γ, avec laquelle $\overline{\mathcal{E}_2}$ est en quadrature.

Tout ce que nous venons de dire au sujet de $\overline{\mathcal{E}_2}$ est, en vertu de l'équation (7), cet. par. applicable à la tension lamellaire $\overline{e_4}$ sous les balais court-circuités *a* et *b*. *On voit en particulier qu'au synchronisme on a* $\overline{e_4} = 0$, *ce qui d'ailleurs était à prévoir par le fait même de l'existence d'un champ tournant pour* $\omega_2 = \omega_1$ [1].

Au-dessus du synchronisme les segments $\overline{OG}$ et, par conséquent, $\overline{\mathcal{E}_2}$ et la tension lamellaire $\overline{e_4}$ sous les balais *ab*, vont de nouveau en croissant et deviennent maximum pour $\omega_2 = \infty$, où $\overline{\mathcal{E}_2}$ est égal à la tension d'alimentation $\mathcal{E}$.

Nous pouvons maintenant revenir à la discussion de l'épure et nous demander d'abord, quelles sont les valeurs extrêmes du courant série $\mathfrak{I}_1$ et de sa composante déwattée, si on maintient la tension d'alimentation constante.

$$\frac{d\mathfrak{I}_1}{d\psi} = 0$$

nous donne, en plus de

$$\psi = 0 \quad , \quad \text{tg}\, \psi = \pm\sqrt{2}$$

et les décalages correspondants :

$$(\varphi_1) = \frac{\pi}{2} - \psi = 35^\circ\, 1/4$$

$$\varphi_1^* = 180 - 34^\circ\, 1/4$$

[1] Cette propriété du moteur compensé ainsi que la relation $\overline{e_3} = 0$ ont été reconnues originairement par M. Latour (*Écl. Élec.*, t. XXXVI, p. 316).

et enfin

$$(\mathfrak{J}_1)_{max} = \mathfrak{J}_{1.d} \frac{2}{\sqrt{3}} = \overline{OC_1}$$

avec $\frac{2}{3} \mathfrak{J}_{1,d}$ comme composante déwattée.

La vitesse de rotation correspondante devient $\omega_2 = \frac{\omega_1}{\sqrt{2}}$

Le couple, étant proportionnel à $\mathfrak{J}^2_1$, devient également maximum au point C_1.

La composante déwattée de $\mathfrak{J}_1$ devient un extremum pour

$$\frac{d\mathfrak{J}_1 \cos\psi}{d\psi} = 0$$

à quoi répondent les vecteurs :

$$\overline{OC_2} = \frac{\mathfrak{J}_{1,d}}{\sqrt{3}} e^{i\varphi_2}$$

avec

$$\varphi_2 = 35^{\circ}\, 1/4 \quad \text{et} \quad \omega_2 = \omega_1 \sqrt{2}$$

$$\overline{OC_1^{*}} = -\frac{\mathfrak{J}_{1,d}}{\sqrt{1}} e^{-i\varphi_2^{*}}$$

avec

$$\varphi_2^{*} = 35^{\circ}\, 1/4 \quad \text{et} \quad \omega_2^{*} = -\omega_1 \sqrt{2}$$

$$\overline{OB} = \overline{\mathfrak{J}_d}$$

avec

$$\varphi = -\frac{\pi}{2} \quad \text{et} \quad \omega_2 = 0$$

Les points C_2 et C^{*}_1 appartiennent d'ailleurs à la seconde bitangente réelle.

Brièvement résumé, nous voyons donc qu'en calant les balais du moteur compensé de sorte que $\Theta = 0$, *le courant d'alimentation* $\mathfrak{J}_1$ *croît d'abord légèrement si le moteur prend de la vitesse, devient maximum pour* $\omega_2 = \frac{\omega_1}{\sqrt{2}}$ *et passe par sa valeur initiale* $OC_8 = \mathfrak{J}_{1.d}$ *au synchronisme ; de là il décroît continuellement jusqu'à* 0 *pour* $\omega_2 = \infty$.

La composante déwattée de $\mathfrak{J}_1$ *diminue incessamment à partir du démarrage, devenant nulle au synchronisme ; au delà elle change de sens, atteint son maximum négatif* $-\frac{\mathfrak{J}_{1,d}}{3}$, *pour* $\omega_2 = \omega_1 \sqrt{2}$, *et s'évanouit avec* $\mathfrak{J}_1$.

Le courant d'alimentation est donc, à la marche hypersynchrone du moteur, décalé en avant par rapport à la tension et jouit, comme on voit, de propriétés magnétisantes par rapport au circuit extérieur.

Le courant secondaire $\mathfrak{J}_2$ est égal, au démarrage, à $\mathfrak{J}_{1,d}$, passe par un maximum et va en diminuant à mesure que la vitesse augmente.

Au synchronisme on a $\mathfrak{J}_2 = \mathfrak{J}_{1,d} \sqrt{2}$.

On s'aperçoit enfin facilement que la branche symétrique, lieu des points C^{*} de la quartique, correspond au fonctionnement comme générateur de l'appareil, quand son sens de rotation se trouve être inversé.

Deuxième cas : $\Theta < 0$. — Pour construire la quartique $[\Theta < 0]$, traçons de nouveau horizontalement le vecteur de la tension OE et verticalement le courant de démarrage :

$$\overline{\mathfrak{J}_{1,d}} = \overline{OB} = \frac{\mathcal{E}}{i\omega_1 \mathfrak{L} (1 + \sin\Theta)^2}$$

et décrivons, tout comme précédemment, sur $\overline{OB}$ et $\overline{OD} = \frac{\overline{OB}}{2}$ comme diamètres deux cercles Γ' et Γ.

Si maintenant nous portons sur OB une longueur $OF = \frac{\mathfrak{I}_{1,d}}{\sqrt{1 - \sin\theta}}$ et si nous décrivons sur $\overline{FB}$ comme un troisième cercle Γ'', en appelant respectivement G et G′ les points de rencontre du vecteur arbitraire $\overline{OC}$ avec les cercles Γ et Γ', et J le point d'intersection de la ligne G′B avec le cercle Γ'', nous aurons évidemment :

$$\overline{OG} = \mathfrak{I}_{1,d}\,\frac{\cos\psi}{2}$$

et

$$\overline{GJ} = \overline{GG'}^2 + \overline{G'J}^2 = \mathfrak{I}_{1,d}\sqrt{\frac{\cos^2\psi}{4} + \frac{\sin^2\psi}{1 - \sin\theta}}$$

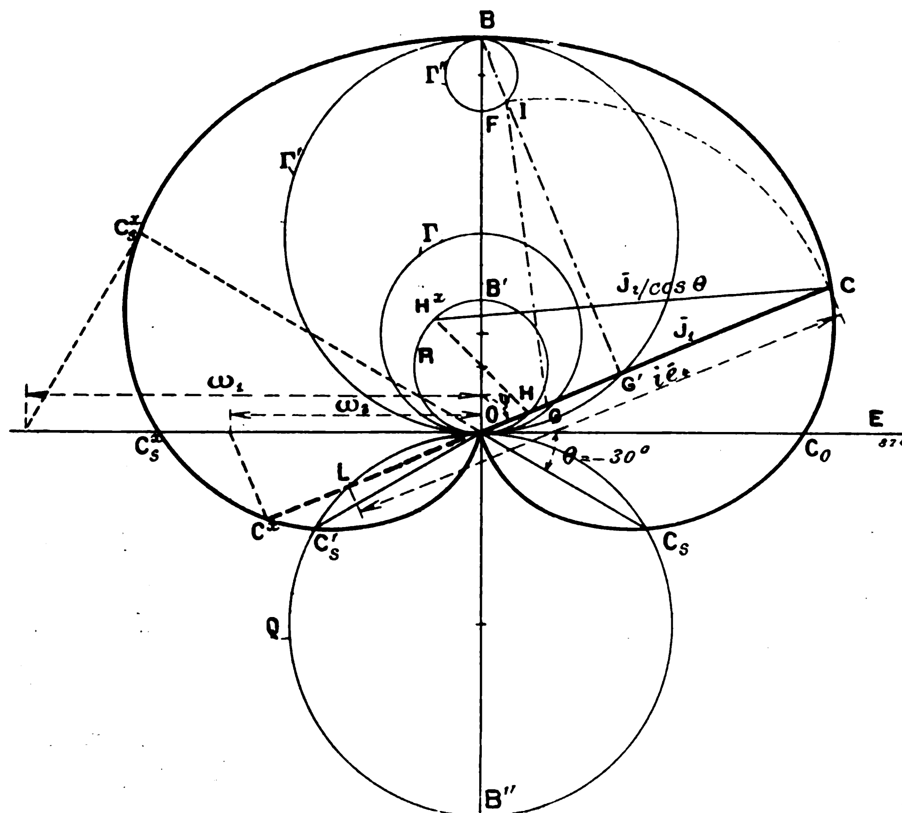


Fig. 3.

En portant donc depuis G, sur le rayon vecteur OC la longueur GJ dans les deux sens, nous obtenons directement deux points C et C* de la quartique $[\theta < o]$.

On voit aisément que la courbe ainsi engendrée (fig. 3) est de la même famille que la cardioïde, et possède comme celle-ci deux bitangentes réelles et un point de rebroussement à l'origine.

Nous n'entrons pas davantage dans l'analyse de cette courbe, et passons directement à la représentation graphique des diverses grandeurs caractéristiques relatives au fonctionnement du moteur compensé.

La vitesse de rotation ω_2 est toujours proportionnelle à $\frac{\mathfrak{J}^*_1}{\sin\psi}$ et peut être recueillie sur l'axe polaire comme auparavant. Cependant, il importe de remarquer, que la vitesse synchrone doit intervenir à présent pour un décalage *en avant* du courant d'alimentation, donné par la relation

$$\operatorname{tg}\psi = -\operatorname{cotg}\theta$$

La grandeur du courant primaire au synchronisme étant :

$$OC_s = \mathfrak{J}_{1,d}\,(1+\sin\theta) \qquad \text{avec} \ \sphericalangle\, EOC_s = \theta,$$

la longueur interceptée sur l'axe polaire OE par la perpendiculaire en C^*_s sur le rayon vecteur OC^*_s correspondra maintenant à la vitesse synchrone.

Pour représenter le *courant secondaire* $\mathfrak{J}_2$, mettons l'équation (6) sous la forme

$$\frac{\overline{\mathfrak{J}_2}}{\cos\theta} = -\overline{\mathfrak{J}_1} + \overline{\mathfrak{J}}_{1,d}\,\frac{1+\sin\theta}{1-\sin\theta}\,\sin\psi e^{-i\left(\frac{\pi}{2}-\psi\right)}$$

et portons sur $\overline{OB}$ une longueur $\mathfrak{J}_{1,d}\,\frac{1+\sin\theta}{1-\sin\theta} = \overline{OB'}$. Décrivons ensuite sur $\overline{OB'}$ comme diamètre une circonférence R coupant le vecteur arbitraire $\overline{OC}$ en H. Soit enfin HH^* un diamètre de R. En remarquant qua $\sphericalangle\, H^*OH = \frac{\pi}{2}$, on voit alors que la ligne de jonction $\overline{CH^*}$ sera proportionnelle et en phase avec $\overline{\mathfrak{J}_2}$. On peut observer que la tangente de l'angle entre $\overline{\mathfrak{J}_1}$ et $\overline{\mathfrak{J}_2}$ est de nouveau proportionnelle à ω_2.

La tension lamellaire $\overline{e_4}$ sous les balais court-circuités *a* et *b* peut enfin se mettre sous la forme :

$$\overline{e_4} = -i\omega_1 m \sin\theta\left[\overline{\mathfrak{J}_1} - \overline{\mathfrak{J}}_{1,d}\,\frac{1+\sin\theta}{\sin\theta}\,\cos\psi e^{i\psi}\right]$$

Il suffit de porter sur la prolongation de BO une longueur

$$-\overline{\mathfrak{J}}_{1,d}\,\frac{1+\sin\theta}{\sin\theta} = \overline{OB''}$$

et de décrire sur OB″ un cercle Q, coupant le vecteur $\overline{OC}$ en L, pour reconnaître que la longueur $\overline{CL}$, comprise entre le cercle Q et la quartique, est proportionnelle et en quadrature avec la tension lamellaire $\overline{e_4}$ et, en vertu l'équation (7), à la tension $\overline{\mathcal{E}_2}$ entre les balais série *c d*. Pour $\omega_2 = \omega_1$ le second terme entre parenthèses devient égal à $-\overline{\mathfrak{J}}_{1,s}$ et, *on voit qu'au synchronisme* $\overline{e_4}$ *et* $\overline{\mathcal{E}_2}$ *deviennent tous deux nuls*. Il résulte de là que le cercle Q doit nécessairement passer les points C_s et C'_s, de la quadrique, correspondant à la marche synchrone de l'appareil,

On voit, de plus, qu'au-dessus du synchronisme $\overline{e_4}$ et $\overline{\mathcal{E}_2}$ vont de nouveau en croissant et atteignent pour $\omega_2 = \infty$ la valeur limite représentée par OB″.

Il nous reste à voir finalement en quelles mesures le fonctionnement du moteur monophasé compensé se trouve être affecté par des décalages $\theta < 0$ des balais.

Le courant de démarrage étant :

$$\mathfrak{J}_{1,d} = \frac{\mathcal{E}}{i\omega_1\mathfrak{L}_1\,(1+\sin\theta)^2},$$

il est évident que pour $\theta < 0$ $\mathfrak{J}_{1,d}$ ira en augmentant, plus θ s'approche de $-\frac{\pi}{2}$.

***

De même la formule pour le couple de démarrage

$$C_d = \frac{\mathfrak{M} \cos \Theta}{2\omega \mathfrak{L} (1 + \sin \theta)^3} \mathcal{E}^2$$

laisse prévoir une augmentation rapide de C_d avec le décalage.

En partant de la tension lamellaire au démarrage :

$$e_4 = \frac{m}{\mathfrak{L}} \frac{\mathcal{E}}{1 + \sin \theta}$$

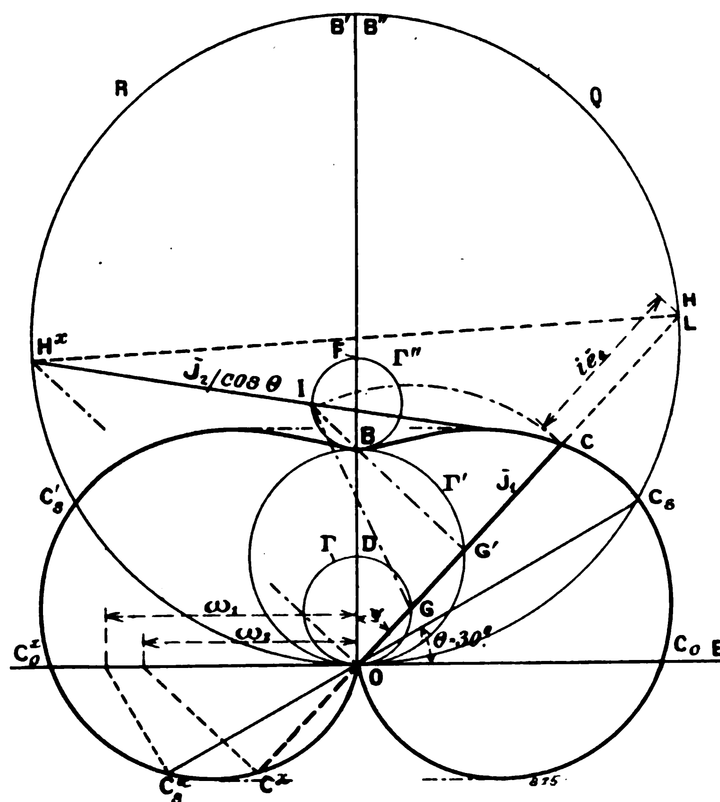


Fig. 4.

on entrevoit facilement que si on règle pour différents décalages Θ la tension d'alimentation $\mathcal{E}$, de sorte que le couple C_d reste constant, *la tension $\bar{e}_4$ sous les balais court-circuités sera d'autant plus faible que Θ sera près de $-\frac{\pi}{2}$ et, inversement, en maintenant e_4 constant, on peut constater que C_d augmentera avec le décalage.*

Cependant, en tenant compte des pertes ohmiques et magnétiques, nous verrons qu'il n'en est pas tout à fait ainsi et, qu'en particulier, le couple C_d atteint un maximum déjà un peu avant $\Theta = -\frac{\pi}{2}$, devenant nul, au contraire, pour $\Theta = -90°$.

Somme toute, nous voyons que le calage $\Theta < 0$ est caractérisé par une tension lamellaire sous les balais court-circuités plus faible, et par un courant d'alimentation, déphasé en avant, au synchronisme

Troisième cas $\Theta > 0$. — Dans le cas qui nous reste à considérer, la manière de procéder dont nous venons de faire usage, est encore applicable, avec la simple modification cepen-

dant, que le cercle avec BF comme diamètre tombe maintenant en dehors du cercle Γ′ ayant OB comme diamètre, attendu que

$$\overline{OF} = \frac{\mathfrak{I}_{1,d}}{\sqrt{1 - \sin\theta}} > \overline{OB}$$

Le point J se trouve par conséquent sur la prolongation de G′B et on voit que la quartique [$\theta > 0$] (fig. 4) se replie à présent dans sa partie supérieure et possède, en plus d'un point de rebroussement à l'origine, trois bitangentes et deux points d'inflexion réels.

Au synchronisme on a maintenant $\operatorname{tg}\psi = \operatorname{cotg}\theta$; le courant correspondant $\overline{OC_s}$ est donc décalé d'un angle θ *en arrière* par rapport à la tension.

La tension lamellaire $\overline{e_4}$ sous les balais *a b* est encore nulle au synchronisme.

Cependant le cercle lieu Q de l'une des extrémités de $\overline{e_4}$, ayant

$$\mathfrak{I}_{1,d} \frac{1 + \sin\theta}{\sin\theta} = \overline{OB''}$$

comme diamètre, tombe au-dessus de l'axe polaire et rencontre la quartique [$\theta > 0$] en ses points du synchronisme C_s et C'_s.

La construction relative au courant secondaire et à la vitesse angulaire reste la même en principe.

On peut remarquer d'ailleurs que deux des points C^*_0 et C_0, où la circonférence, ayant O pour centre et OF comme rayon, rencontre la quartique — et ceci est également vrai pour les quartiques $\left[\theta \leqq 0\right]$ — sont situés sur l'axe horizontal OE.

Les mêmes considérations, relatives au couple de démarrage C_d et à la tension lamellaire e_4, que nous avons faites pour le cas $\theta < 0$, mettent bien en évidence pour le cas $\theta > 0$, qu'il n'y a point avantage de décaler les balais dans le sens positif.

(*A suivre.*)

TH. LEHMANN.

DE L'EMPLOI DES MOTEURS A GAZ

DANS LA PRODUCTION DE L'ÉLECTRICITÉ

Les industries minières et sidérurgiques se sont efforcées d'utiliser les gaz résiduels de leurs fours à coke et hauts fourneaux pour l'installation d'usines génératrices distribuant la force électrique sous forme de courant continu ou alternatif pour les usages les plus variés. L'emploi, dans cette branche de l'industrie, de moteurs à gaz pour actionner les dynamos génératrices, permet en effet de réaliser de notables économies sur les frais d'exploitation. Il est vrai de dire que les installations modernes avec appareils à vapeur, les turbines à vapeur par exemple, ont amené également une forte réduction de ces dépenses. Néanmoins, il semble tout indiqué, dans les industries qui nous occupent, de profiter sur place de la source d'énergie contenue dans les gaz résiduels (fig. 1 et 2). L'effet calorifique obtenu en faisant brûler et travailler ces gaz directement dans des moteurs, est d'environ de 100 p. 100 supérieur à celui atteint dans les machines à vapeur lorsque les chaudières

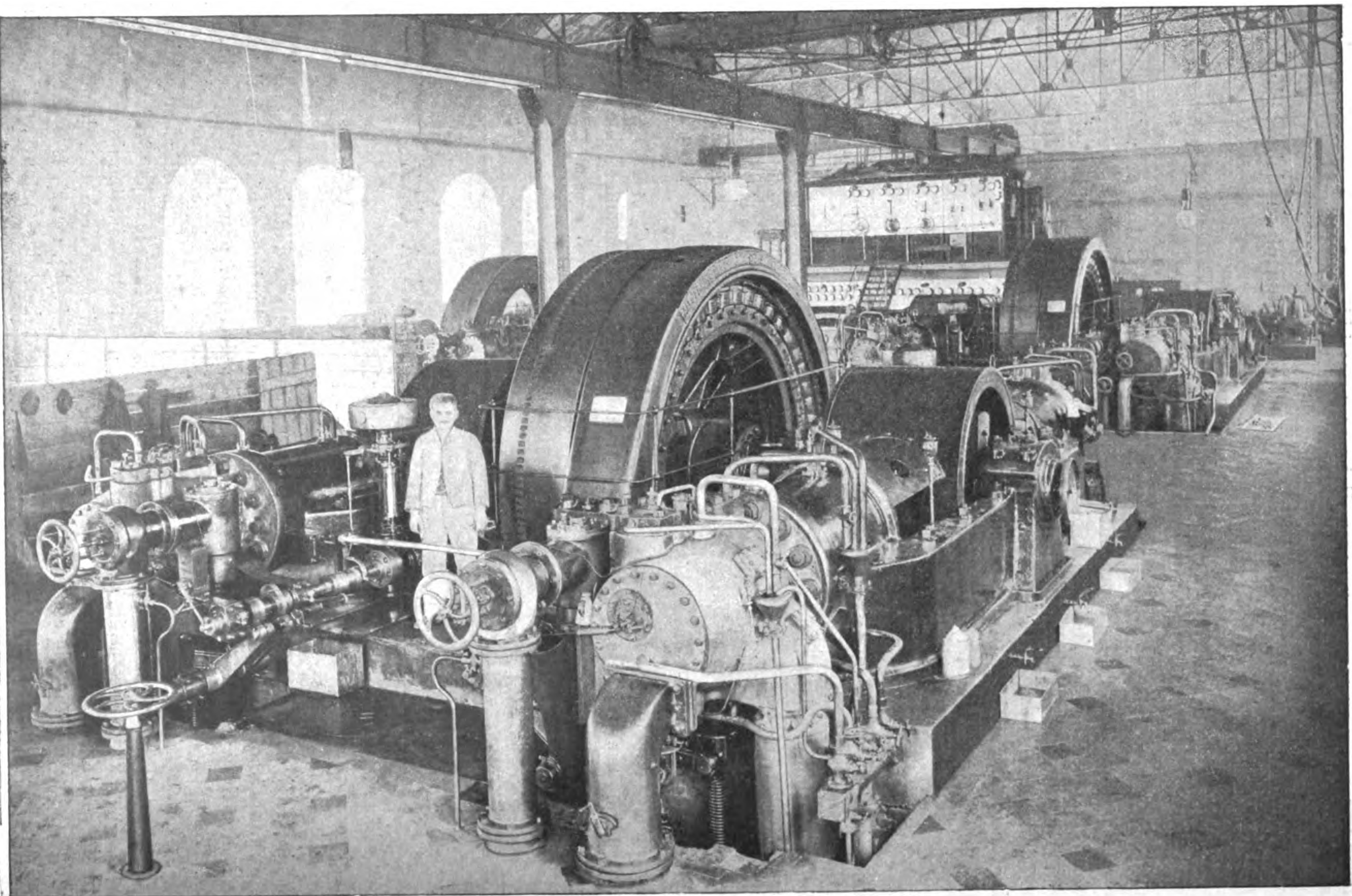


Fig. 1. — Centrale de la Société Anonyme de Vezin-Aulnoye.
3 alternateurs triphasés de 500 kilovolts-ampères à 525 volts et 150 tours par minute.
Moteur à gaz de la Compagnie française des Moteurs à gaz et des Constructions mécaniques, Paris.

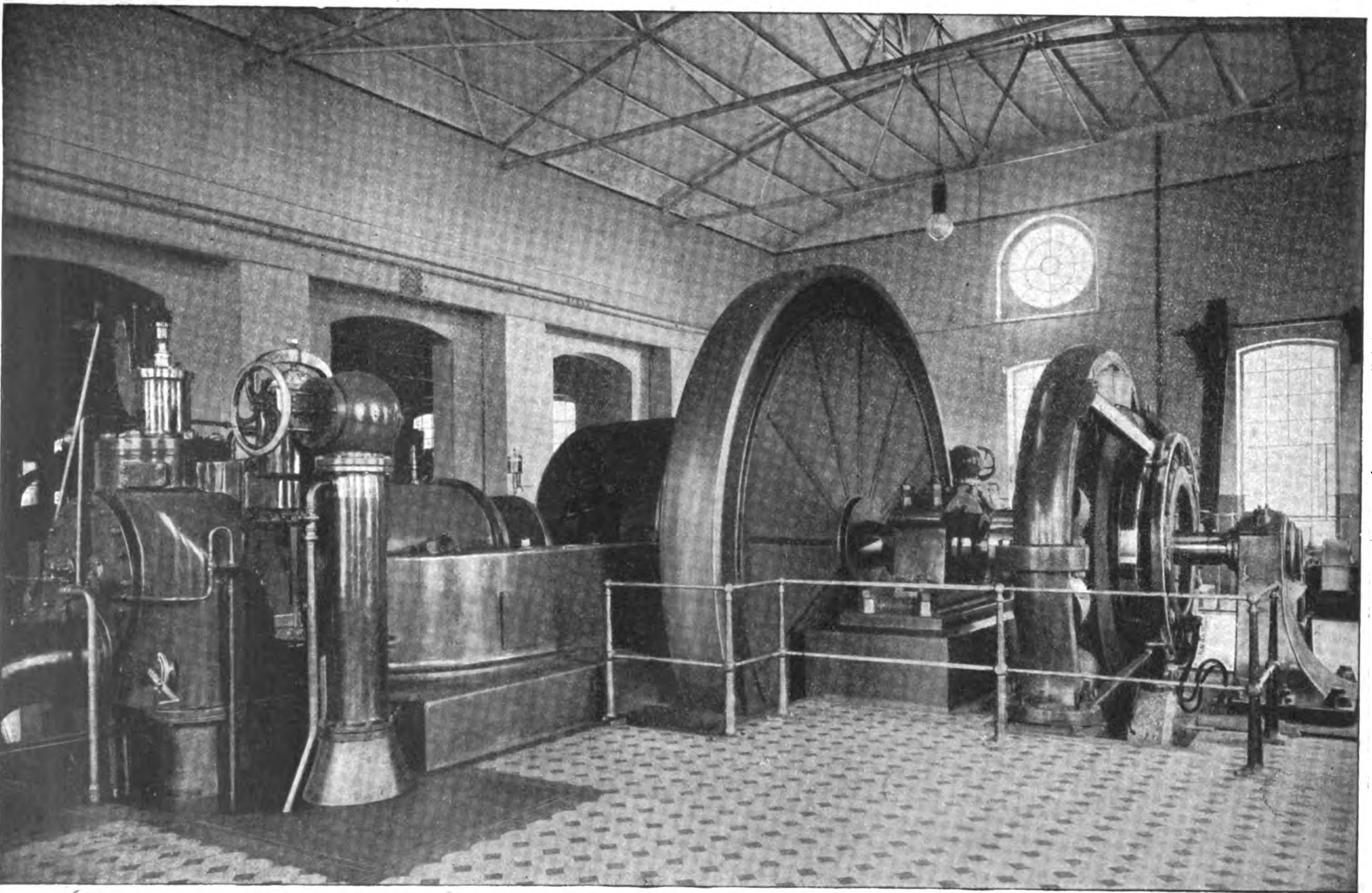


Fig. 2. — Centrale de Gutehoffnungshütte, Oberhausen.

Machine à courant continu de 325 kilowatts à 800 volts et 125 tours par minute. — Moteur à gaz Deutz.

sont chauffées par ces mêmes gaz. Il est reconnu que le moteur à gaz employé seul ne convient que dans peu de cas pour actionner directement les machines utilisées dans les usines et forges : il ne peut ni démarrer sous charge, ni servir de régulateur à la vitesse et permet encore moins de renverser le sens de marche. Bien au contraire, son emploi comme moteur de machines dynamo-électriques est bien démontré : une fois lancé, il conserve une marche extrêmement régulière, ce qui permet à la dynamo, sous un nombre de tours constant, de supporter des variations de charge même assez fortes. L'énergie ainsi transformée est ensuite amenée aux moteurs électriques qui commandent, à l'aide d'intermédiaires appropriés, les machines les plus diverses (pompes, monte-charges des puits de mines, laminoirs, treuils, etc.).

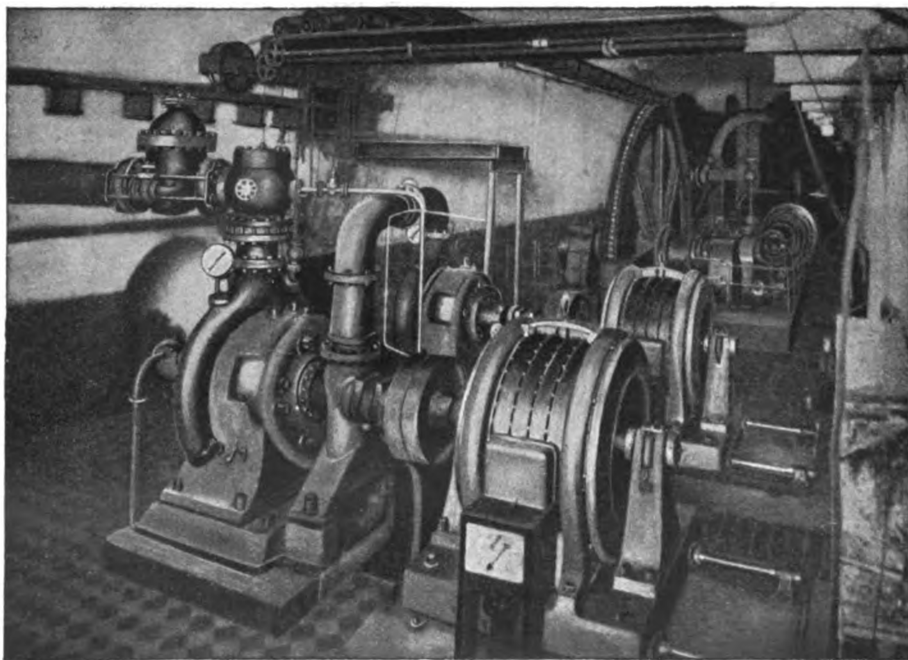


Fig. 3. — Pompes pour la mine Victor Rauxel.
Moteur triphasé, 2 600 HP. 960 tours par minute, 500 volts. Hauteur d'élévation 250. Puissance 7 m^3/min.
2 pompes centrifuges accouplées de la maison Sulzer frères, Winterthur.

L'électricité ne doit donc point considérer le gaz comme un rival, mais plutôt comme un serviteur zélé qui, grâce à son mode d'emploi, ouvre à l'utilisation de l'électricité un champ vaste et toujours nouveau.

Voici quelques exemples d'installations faites par l'Allgemeine-Elektricitäts-Gesellschaft pour l'application de ces procédés :

Grâce à l'emploi de pompes centrifuges, permettant de grandes vitesses angulaires, on est arrivé à transporter rapidement et à de grandes hauteurs des quantités d'eau considérables. La mise en série de plusieurs pompes centrifuges facilite beaucoup la solution du problème. En particulier, il a été installé dans la mine Victor Rauxel (fig. 3) une conduite d'eau souterraine prenant 1 200 chevaux. Elle fonctionne nuit et jour et envoie 7 m^3 par minute à 500 m.

L'emploi de l'électricité s'est également imposé pour desservir les puits de mines. Les

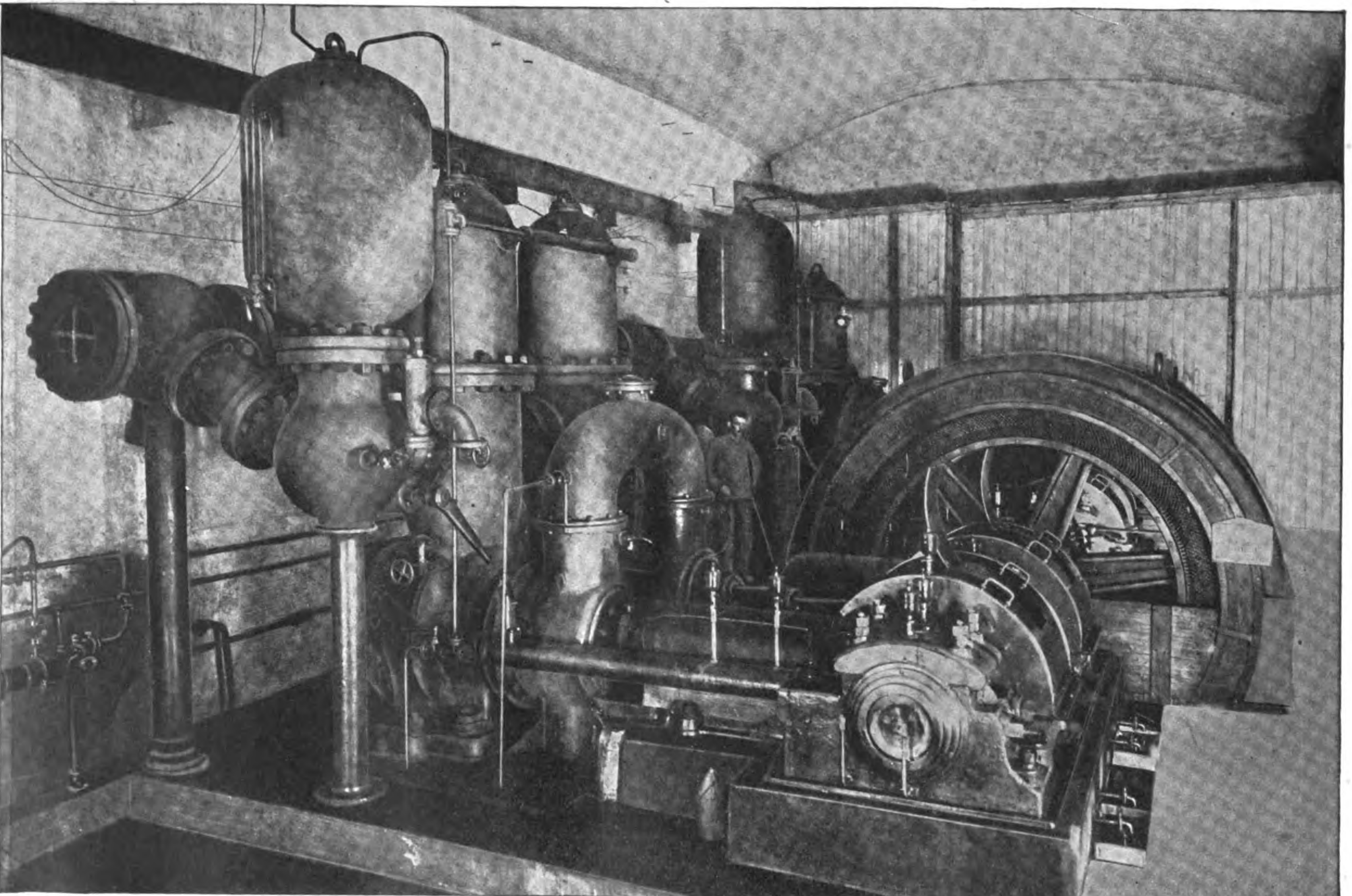


Fig. 4. — Pompes de « Sellecker Bergwerksvereins » à Cologne.

Moteurs triphasés 690 HP, 1 500 volts, 150 tours par minute; hauteur d'élévation 370 m. — 3 pompes express Riedler, de Wilhemshütte, Mülheim.

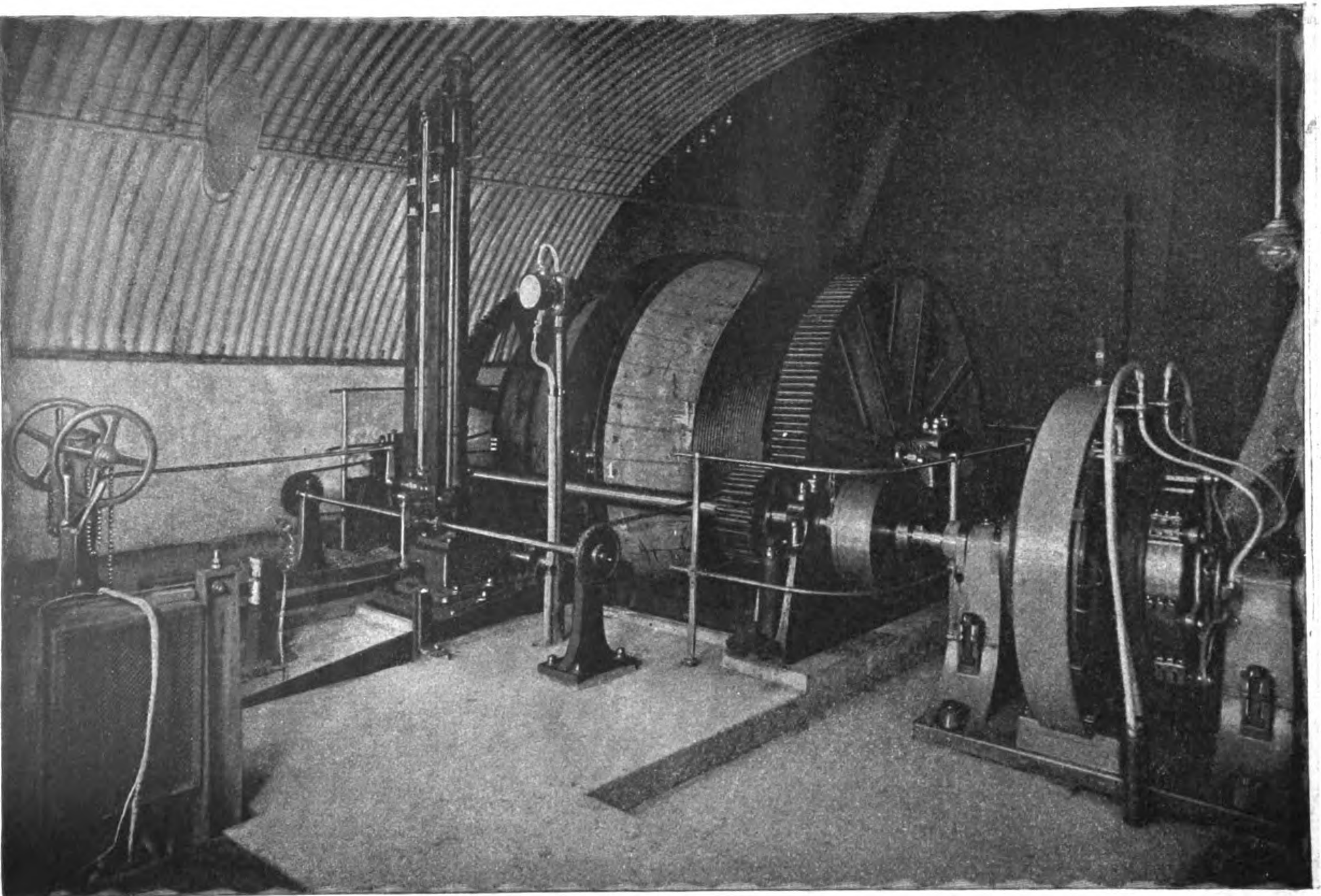


Fig. 5. — Machine élévatoire de « Eisenerzgrube Hollertszug près Herdorf ».

Mo teur à courant continu 120 HP, 470 volts, 335 tours par minute. Effet utile 750 kgr par 3 mètres de vitesse de rotation.

préjugés des gens de mines durent être vaincus; ils le furent par la très grande sûreté qui résulte de l'emploi de l'électricité dans les manœuvres, et par la facilité avec laquelle les descentes et montées des charges et du personnel s'opèrent; une économie qui n'est point négligeable a également plaidé en sa faveur. L'usage du groupe moteur à gaz-dynamo s'est rapidement étendu grâce à la douceur du démarrage, à l'accélération progressive et continue, au ralentissement également progressif avant l'arrêt, ce qui peut se faire, la vitesse du moteur restant constante. On peut ainsi arriver pour une cage destinée à remonter le personnel au jour, à une vitesse de 10 m par seconde Les voyageurs ont la même sensation que celle qu'ils éprouvent dans des ascenseurs ordinaires. Il est à remarquer que ces vitesses ne sont pas réalisables avec la vapeur, non seulement du fait même de la machine à vapeur, mais encore à cause du battement violent qu'elle imprime au câble de suspension et qui se fait désagréablement sentir dans la cage.

La question de savoir s'il faut opter pour le courant continu ou le courant alternatif n'est pas encore résolue d'une façon péremptoire. Certains constructeurs préconisent les installations faites avec un courant alternatif, lesquelles se recommandent particulièrement par leur très grande simplicité.

On doit également à l'usage des groupes moteurs à gaz-dynamo l'emploi que l'on peut faire des moteurs électriques pour actionner les laminoirs; ces derniers avaient seuls jusqu'ici échappé à la commande électrique, laquelle est cependant assez générale pour toutes autres machines employées dans les ateliers de forges. Lorsque les laminoirs n'exigent pas la rotation dans un seul sens, les qualités de régularité de marche, de démarrage sous charge et autres ont fini par triompher, et les laminoirs tendent de plus en plus à être actionnés électriquement. Il est hors de doute que l'emploi de la commande électrique, facilité par l'usage judicieux de groupes générateurs de l'électricité offrant toutes garanties de régularité et de fonctionnement finira par être de plus en plus adopté et généralisé.

L. Munch.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

GÉNÉRATION ET TRANSFORMATION

Sur le calcul des ampèretours équivalents des enroulements pour courants alternatifs simples ou polyphasés, par **C.-F. Guilbert.** *The Electrical World and Engineer*, 12, 19 et 26 mars 1904.

Le calcul des ampèretours moyens produits par des courants alternatifs dans un enroulement d'induit d'alternateur ou dans les enroulements primaires ou secondaires d'un moteur asynchrone a été fait déjà par plusieurs auteurs et en premier lieu par M. Blondel dans son intéressante étude sur les champs magnétiques tournants (1).

(1) Voir A. Blondel « Quelques propriétés générales des champs magnétiques tournants », *L'Éclairage Electrique*, t. IV, p. 241, 1895.

Malheureusement, M. Blondel, comme la plupart des auteurs qui l'ont suivi, n'a donné que le résultat des calculs, sous forme de tableaux, et encore seulement dans le cas des enroulements pour lesquels les encoches d'une même phase sont placées, pour chaque pôle, les unes à la suite des autres. On peut désigner ces bobinages sous le nom d'enroulements à phases séparées.

Quoique ce genre d'enroulements s'applique aussi bien aux bobinages à fils qu'à ceux à barres, on a quelquefois besoin d'utiliser, comme induit mobile d'alternateur, un induit bobiné suivant un schéma d'enroulement de machine à courant continu. C'est ce qui se passe en particulier pour les induits des alternateurs auto-excitateurs et quelquefois, malgré les défauts

inhérents et connus de ce genre de bobinage, pour les inducteurs et induits de moteurs asynchrones.

L'auteur désigne ces bobinages tirés de schémas pour induits à courant continu, sous le nom d'enroulements à phases superposées.

L'étude publiée l'an dernier (1) par M. C.-F. Guilbert sur la réaction d'induit des alternateurs l'a conduit à établir une formule générale permettant de calculer la force magnéto-motrice équivalente par pôle d'un enroulement à courants alternatifs simples ou polyphasés du type à phases séparées. Cette formule contient tous les cas étudiés par M. Blondel.

La détermination de la force magnéto-motrice équivalente d'une bobine élémentaire d'un enroulement, qui fut le point de départ de l'étude que nous venons de rappeler, permet également d'établir les formules relatives aux cas des enroulements à phases superposées.

Rappelons auparavant la formule établie par M. C.-F. Guilbert pour une bobine élémentaire d'un enroulement.

Elle est dans le cas particulier qui nous occupe d'un flux de largeur égal au pas polaire

$$f_i = \frac{4}{\pi^2} \sin \frac{b}{a} \frac{\pi}{2} \mathrm{NI}\sqrt{2},$$

où : f_i est la force magnéto-motrice équivalente en ampèretours par pôle ;

a, la largeur du pas polaire ;

b, la largeur de la bobine prise d'axe en axe des deux encoches qu'elle comporte ;

N, le nombre de conducteurs par encoche ou le nombre de spires de la bobine ;

I, l'intensité efficace du courant traversant la bobine.

Lorsque chaque bobine de l'induit se compose de plusieurs bobines placées concentriquement et réparties chacune dans deux encoches, il suffira d'appliquer la formule à chacune d'elles et de faire la somme des résultats obtenus, en vertu de ce principe que l'intégrale d'une somme est égale à la somme des intégrales des parties. C'est ce que nous allons avoir à faire uniquement dans ce qui va suivre.

Force magnéto-motrice équivalente d'un enroulement a phases séparées. — Considérons d'abord le cas le plus commun des enroulements polyphasés, celui où toutes les encoches d'une même phase sont situées pour chaque pôle les unes à la suite des autres.

Il est évident qu'au point de vue de la répartition de la force magnéto-motrice inductrice le long de l'entrefer, le sens du courant dans les différents conducteurs de chaque encoche est seul intéressant ; nous pourrons donc grouper, par des connexions idéales extérieures, les conducteurs des différentes encoches d'une même phase, de façon à constituer un nombre de bobines élémentaires par pôle et par phase.

Dans le cas qui nous occupe, deux hypothèses peuvent se présenter suivant la parité du nombre d'encoches par pôle et par phase.

a. — Supposons d'abord qu'il s'agisse d'un enroulement à q phases avec un nombre pair u

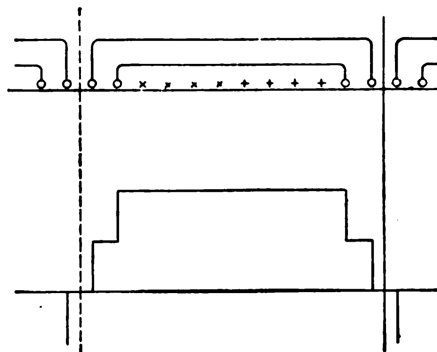


Fig. 1 et 2.

d'encoches par pôle et par phase. La figure 1 montre que dans ce cas, on peut former par pôle et par phase $\frac{u}{2}$ bobines élémentaires concentriques de $\frac{N}{u}$ spires, si N est le nombre de conducteurs de l'inducteur par pôle et par phase.

La courbe de répartition de la force magnétomotrice à un instant donné affecte alors la forme de la figure 2.

L'angle des axes de deux encoches étant, pour une machine bipolaire, $\frac{\pi}{qu}$, la bobine élémentaire la plus large aura pour largeur :

$$b = \frac{a}{\pi}\left(\pi - 2.\frac{\pi}{2qu}\right),$$

ce qui donne pour la quantité $\frac{b}{a} \cdot \frac{\pi}{2}$

$$\frac{b}{a}\frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2qu}.$$

(1) Voir. C. F. Guilbert, *L'Éclairage Électrique*, t. XXXIV p. 356 et 413 et t. XXXV, p. 183 et 265, 1903.

La force magnéto-motrice de cette bobine est donc :

$$f_i^{(1)} = \frac{4}{\pi^2} \cos \frac{\pi}{2qu} \cdot \frac{N}{u} I\sqrt{2}.$$

Pour la seconde bobine, on aurait de même : pour b et $\frac{b}{a}\frac{\pi}{2}$ les valeurs :

$$\frac{a}{\pi}\left(\pi - 6\frac{\pi}{2qu}\right) \quad \text{et} \quad \frac{\pi}{2} - \frac{3\pi}{2qu},$$

ce qui conduit pour cette bobine à une force magnéto-motrice équivalente :

$$f_i^{(2)} = \frac{4}{\pi^2} \cos \frac{3\pi}{2qu} \frac{N}{u} I\sqrt{2},$$

et ainsi de suite.

Finalement, la force magnéto-motrice équivalente par pôle et par phase est :

$$\begin{aligned} \mathfrak{F}_i^{(1)} &= f_i^{(1)} + f_i^{(2)} + \dots \\ &= \frac{4}{\pi^2}\frac{N}{u} I\sqrt{2}\left[\cos\frac{\pi}{2qu} + \cos\frac{3\pi}{2qu} + \dots \right. \\ &\qquad \left. + \cos(u-1)\frac{\pi}{2qu}\right]. \end{aligned}$$

La quantité entre crochets représente la somme des cosinus de $\frac{u}{2}$ arcs en progression arithmétique, somme dont on sait calculer la valeur par la formule :

$$S = \frac{\cos\left[x + (n-1)\frac{h}{2}\right]\sin\frac{nh}{2}}{\sin\frac{h}{2}}.$$

x étant le premier arc, h la raison et n le nombre du terme de la progression.

En appliquant cette formule ici avec les valeurs particulières :

$$x = \frac{\pi}{2qu}, \qquad h = \frac{\pi}{qu} \qquad \text{et} \quad n = \frac{u}{2},$$

on a :

$$\mathfrak{F}_i^{(1)} = \frac{4}{\pi^2}\frac{N}{u} I\sqrt{2}\,\frac{\cos\left[\frac{\pi}{2qu} + \left(\frac{u}{2} - 1\right)\frac{\pi}{2qu}\right]\sin\frac{u}{2}\cdot\frac{\pi}{2qu}}{\sin\frac{\pi}{2qu}}$$

$$= \frac{2}{\pi^2}\,\frac{\sin\frac{\pi}{2q}}{u\sin\frac{\pi}{2qu}}\,NI\sqrt{2}$$

Pour obtenir la force magnéto-motrice équivalente aux q phases, il suffit pour la même raison que celle déjà donnée plus haut de multiplier par q le résultat précédent, ce qui finalement donne pour la force magnéto-motrice équivalente par pôle de l'enroulement, supposé traversé par des courants d'intensité efficace I,

$$F_i = q\cdot\frac{2}{\pi^2}\,\frac{\sin\frac{\pi}{2q}}{u\sin\frac{\pi}{2qu}}\,NI\sqrt{2},$$

b. — Supposons maintenant u impair. Avec $u-1$ encoches, nous pourrons tout d'abord former par pôle $\frac{u-1}{2}$ bobines élémentaires de $\frac{N}{u}$ spires; quant à la dernière encoche, nous la diviserons en deux, de façon à former, avec les encoches non utilisées, une bobine de $\frac{N}{2u}$ spires seulement par pôle. Les figures 3 et 4 représentent schématiquement ce cas pour un alternateur triphasé avec 3 encoches par pôle et par phase.

La bobine de $\frac{N}{2u}$ spires aura une largeur b égale au pas de sorte que la force magnéto-motrice équivalente y sera :

$$f_i^{(1)} = \frac{4}{\pi^2}\frac{N}{2u} I\sqrt{2}.$$

La bobine la plus large de $\frac{N}{u}$ spires aura une largeur :

$$b = \frac{a}{\pi}\left(\pi - 2\frac{\pi}{qu}\right),$$

puisque la distance angulaire entre 2 encoches, rapportée à une machine bipolaire, est $\frac{\pi}{qu}$.

On a donc :

$$\frac{b}{2}\frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{qu},$$

par suite la force magnéto-motrice équivalente à cette bobine est :

$$f_i^{(2)} = \frac{4}{\pi^2}\cos\frac{\pi}{qu}\,\frac{N}{u} I\sqrt{2}.$$

La bobine la plus étroite, celle de rang $\frac{u-1}{2}$ parmi les bobines à $\frac{N}{u}$ spires, aura, par analogie, une force magnétomotrice équivalente égale

à :

$$f_i^{\left(\frac{u-1}{2}\right)} = \frac{4}{\pi^2} \cos \frac{u-1}{2} \frac{\pi}{qu} \frac{N}{u} I\sqrt{2}.$$

La force magnéto-motrice équivalente totale par pôle et par phase est donc :

$$\mathcal{F}_i^{(1)} = f_i^{(1)} + \ldots + f_i^{\left(\frac{u-1}{2}\right)}$$
$$= \frac{4}{\pi^2} \frac{N}{2u} I\sqrt{2} \left[1 + 2 \left(\cos \frac{\pi}{qu} + \ldots + \cos \frac{u-1}{2} \frac{\pi}{qu} \right) \right].$$

Si nous appliquons ici la formule de la somme

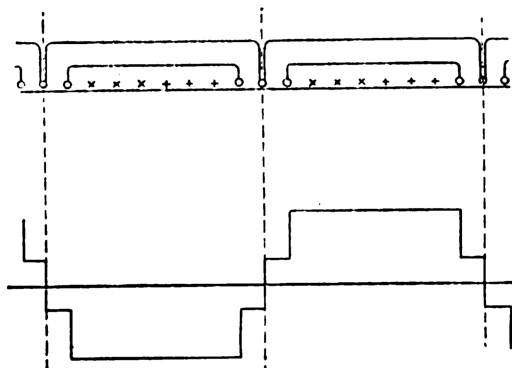


Fig. 3 et 4.

des cosinus d'arcs en progression arithmétique, rappelée plus haut, on a :

$$\mathcal{F}_i^{(1)} = \frac{4}{\pi^2} \frac{N}{2u} I\sqrt{2} \left[1 + 2 . \frac{\cos \frac{u+1}{2} \frac{\pi}{2qu} \sin \frac{u-1}{2} \frac{\pi}{2qu}}{\sin \frac{\pi}{2qu}} \right].$$

La complication de cette formule n'est qu'apparente ; on peut en effet écrire aussi la somme entre crochets sous une autre forme en regardant 1 comme le cosinus d'un angle nul. On a alors :

$$\mathcal{F}_i^{(1)} = \frac{4}{\pi^2} \frac{N}{2u} I\sqrt{2} \left[2 \left(\cos 0 + \cos \frac{\pi}{2qu} + \ldots \right) - 1 \right],$$

ou en effectuant la somme des cosinus :

$$\mathcal{F}_i^{(1)} = \frac{4}{\pi^2} \frac{N}{2u} I\sqrt{2} \left[2 . \frac{\cos \frac{u-1}{2} \frac{\pi}{2qu} \sin \frac{u+1}{2} \frac{\pi}{2qu}}{\sin \frac{\pi}{2qu}} - 1 \right]$$

Si nous formons la demi-somme des deux expressions de $F_i^{(1)}$ nous aurons :

$$\mathcal{F}_i^{(1)} = \frac{4}{\pi^2} \frac{N}{2u} I\sqrt{2} \times \frac{\left[\cos \frac{u+1}{2} \frac{\pi}{2qu} \sin \frac{u-1}{2} \frac{\pi}{2qu} + \cos \frac{u-1}{2} \frac{\pi}{2qu} \sin \frac{u+1}{2} \frac{\pi}{2qu} \right]}{\sin \frac{\pi}{2qu}}$$

et finalement :

$$\mathcal{F}_i^{(1)} = \frac{2}{\pi^2} \frac{\sin \frac{\pi}{2q}}{u \sin \frac{\pi}{2qu}} NI\sqrt{2}.$$

Pour l'enroulement complet, on aura par pôle :

$$\mathcal{F}_i = q \frac{2}{\pi^2} \frac{\sin \frac{\pi}{2q}}{u \sin \frac{\pi}{2qu}} NI\sqrt{2},$$

expression qui est identique à celle correspondant au cas où u est pair.

Force magnéto-motrice équivalente d'un enroulement a phases superposées. — Passons maintenant aux cas où les phases sont superposées. Cette superposition peut s'entendre de deux façons, soit que chaque encoche ne comprenne que des conducteurs d'une même phase, auquel cas les encoches d'une même phase sont alors alternées avec celles d'une autre phase, soit que chaque encoche comporte des conducteurs en nombre égaux de deux phases différentes.

Nous nous occuperons tout d'abord des enroulements avec encoches distinctes.

Force magnéto-motrice d'un enroulement à phases superposées et encoches distinctes. — Deux cas sont encore à considérer ici suivant la parité du nombre d'encoches u par pôle et par phase.

a. — Prenons d'abord le cas où u est pair. Comme dans le cas analogue étudié plus haut, nous pouvons grouper les u encoches d'une même phase d'un pôle en deux séries de $\frac{u}{2}$ perforations de façon à constituer avec les séries non voisines, et à l'aide de conducteurs idéaux convenables, une bobine par pôle formée de $\frac{u}{2}$ bobines élémentaires placées concentriquement (fig. 5).

Si l'on représente la force magnéto-motrice

due à un courant déterminé traversant tous les conducteurs de la phase considérée, on obtient la répartition montrée sur la figure 6.

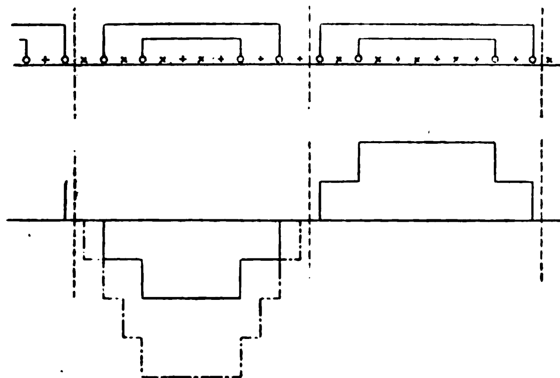


Fig. 5 et 6.

Comme on le voit, la force magnéto-motrice d'une phase n'est pas la même pour deux pôles voisins. Il y a donc lieu si l'on veut obtenir la répartition moyenne de la force magnéto-motrice par pôle, de faire la somme arithmétique des courbes de répartition sous deux pôles voisins et de diviser les ordonnées par deux, ce qui revient à prendre une échelle deux fois plus grande.

Cette somme faite, sur la partie gauche de la figure, par exemple, on reconnaît facilement que tout se passe comme s'il y avait par pôle, dans la phase considérée, deux fois plus d'encoches, et si chacune d'elles était le siège de deux fois moins d'ampère-conducteurs.

Les valeurs des largeurs b des bobines élémentaires d'une phase d'un même pôle sont alors, la distance angulaire entre deux encoches voisines étant $\frac{\pi}{2qu}$:

$$\frac{a}{\pi}\left(\pi-\frac{\pi}{qu}\right)\cdot\ \frac{a}{\pi}\left(\pi-3\frac{\pi}{qu}\right),\ldots\ \frac{a}{\pi}\left[\pi-(2u-1)\frac{\pi}{qu}\right].$$

On en déduit pour les valeurs successives de la quantité $\frac{b}{a}\ \frac{\pi}{2}$

$$\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{2qu},\quad \frac{\pi}{2}-3\frac{\pi}{2qu},\ldots\quad \frac{\pi}{2}-(2u-1)\frac{\pi}{2qu}.$$

Si nous désignons toujours par N le nombre de conducteurs par pôle et par phase, le nombre de spires de chaque bobine élémentaire sera ici $\frac{N}{2u}$ et la force magnéto-motrice équivalente par pôle aura pour expression pour la phase considérée :

$$\mathcal{F}_i^{(1)}=\frac{4}{\pi^2}\frac{N}{2u}I\sqrt{2}\left[\cos\frac{\pi}{2qu}+\cos 3\frac{\pi}{2qu}+\ldots\right.$$
$$\left.+\cos(2u-1)\frac{\pi}{2qu}\right].$$

Cette somme a pour valeur en appliquant la formule rappelée plus haut :

$$\mathcal{F}_i^{(1)}=\frac{4}{\pi^2}\frac{N}{2u}I\sqrt{2}.\frac{\cos\left[\frac{\pi}{2qu}+(u-1)\frac{\pi}{2qu}\right]\sin u\frac{\pi}{2qu}}{\sin\frac{\pi}{2qu}}$$

$$=\frac{2}{\pi^2}\frac{\sin\frac{\pi}{q}}{2u\sin\frac{\pi}{2qu}}NI\sqrt{2}.$$

Finalement, nous aurons pour la force magnéto-motrice équivalente correspondant aux q phases :

$$\mathcal{F}_i=q\frac{2}{\pi^2}\frac{\sin\frac{\pi}{q}}{2u\sin\frac{\pi}{2qu}}NI\sqrt{2}.$$

Remarque. — Il n'est pas sans intérêt de comparer la formule précédente avec celle que nous avons établie plus haut pour le cas des enroulements à phases distinctes.

On voit que les expressions $\mathcal{F}_i$ ne diffèrent que par les facteurs *de réduction*

$$\frac{\sin\frac{\pi}{2q}}{u\sin\frac{\pi}{2qu}}\qquad \frac{\sin\frac{\pi}{q}}{2u\sin\frac{\pi}{2qu}}.$$

Ces facteurs n'ont la même valeur que lorsque le nombre de phases est très grand, c'est-à-dire lorsque les valeurs $\frac{\pi}{q}$ et $\frac{\pi}{qu}$ sont telles que l'on puisse remplacer les sinus par les arcs ; la valeur commune est alors l'unité.

Pour pouvoir faire une comparaison avec des valeurs normales de q, supposons le nombre d'encoches assez grand par pôle et par phase pour qu'on puisse remplacer $\sin\frac{\pi}{2qu}$ par l'arc correspondant.

On a alors pour les deux facteurs :

$$\frac{\sin\frac{\pi}{2q}}{\frac{\pi}{2q}}\quad \text{et}\quad \frac{\sin\frac{\pi}{q}}{\frac{\pi}{q}},$$

ou :

$$\frac{q}{\pi} 2 \sin \frac{\pi}{2q} \quad \text{et} \quad \frac{q}{\pi} \sin \frac{\pi}{q}.$$

Si nous considérons en particulier le cas d'un enroulement triphasé, $q = 3$ les valeurs sont, au facteur $\frac{3}{\pi}$ près,

$$2 \sin \frac{\pi}{6} \quad \text{et} \quad \sin \frac{\pi}{3},$$

ou

$$1 \quad \text{et} \quad 0{,}866.$$

L'emploi d'un enroulement à plusieurs phases superposées réduit donc bien la force magnéto-motrice équivalente et par suite le champ dû à l'enroulement correspondant de 13 p. 100.

Le dispositif à phases superposées, préconisé pour obtenir une répartition plus voisine de la sinusoïde entraîne donc en réalité une réduction de compte, c'est ce que l'expérience confirme très bien.

b. Examinons de même le cas où u est impair. Ainsi que le montrent les figures 7 et 8,

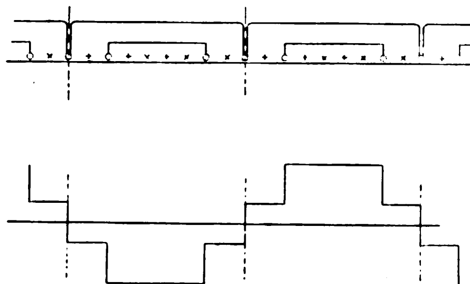


Fig. 7 et 8.

la loi de répartition de la force magnéto-motrice est alors la même pour tous les pôles.

On voit que, comme dans le cas analogue des enroulements à phases séparées, la bobine de largeur égale au pas a doit être considérée pour chaque pôle comme ayant deux fois moins de spires que les autres, c'est-à-dire $\frac{N}{2u}$ au lieu de $\frac{N}{u}$.

Les largeurs périphériques b des bobines successives et concentriques sont ici :

$$a,\ \frac{a}{\pi}\left(\pi - 2\frac{2\pi}{qu}\right),\ \frac{a}{\pi}\left(\pi - 2\frac{4\pi}{qu}\right), \ldots \frac{a}{\pi}\left[\pi - 2(u-1)\frac{\pi}{qu}\right];$$

ce qui correspond pour la quantité $\frac{b}{a}\frac{\pi}{2}$ aux valeurs :

$$\frac{\pi}{2},\ \frac{\pi}{2} - \frac{2\pi}{qu};\ \frac{\pi}{2} - 2\frac{2\pi}{qu}, \ldots \frac{\pi}{2} - \frac{u-1}{2}\frac{2\pi}{qu}.$$

La force magnéto-motrice totale par pôle de la phase considérée est donc, en tenant compte de la remarque que nous avons faite pour la première bobine :

$$\mathcal{F}_i^{(1)} = \frac{4}{\pi^2}\frac{NI\sqrt{2}}{2u}\left[1 + 2\left(\cos\frac{2\pi}{qu} + \cos 2 . \frac{2\pi}{qu} + \ldots + \cos\frac{u-1}{2}\frac{2\pi}{qu}\right)\right].$$

Cette expression est analogue à celle que nous avons déjà obtenue plus haut pour le cas des phases séparées, le nombre de termes est le même et la seule différence consiste en ce que la raison de la progression des arcs est ici double, soit $\frac{2\pi}{qu}$ au lieu de $\frac{\pi}{qu}$.

Le résultat du calcul s'obtiendra donc en remplaçant simplement dans l'expression obtenue plus haut q par $\frac{q}{2}$ de façon à doubler la raison. L'expression de $\mathcal{F}_i^{(1)}$ est donc :

$$\mathcal{F}_i^{(1)} = \frac{2}{\pi^2}\frac{\sin\frac{\pi}{q}}{u \sin\frac{\pi}{qu}} NI\sqrt{2},$$

et pour q phases :

$$\mathcal{F}_i = q\frac{2}{\pi^2}\frac{\sin\frac{\pi}{q}}{u \sin\frac{\pi}{qu}} NI\sqrt{2}$$

Contrairement à ce qui se passe pour les enroulements à phases séparées, la formule permettant de calculer la force magnéto-motrice équivalente est différente suivant la parité du nombre d'encoches par pôle et par phase. C'est du reste le seul cas où cette divergence se produit.

Remarque. — Comme pour le cas où u est pair, il est intéressant de comparer cette formule avec celle qui correspond au cas où les phases ne sont pas superposées.

Les deux formules diffèrent seulement par les

deux quantités :

$$\frac{\sin\frac{\pi}{2q}}{u\sin\frac{\pi}{2qu}} \quad \text{et} \quad \frac{\sin\frac{\pi}{q}}{u\sin\frac{\pi}{qu}},$$

qui se réduisent pour u assez grand à :

$$\frac{2q}{\pi}\sin\frac{\pi}{2q} \quad \text{et} \quad \frac{q}{\pi}\sin\frac{\pi}{q}.$$

Dans le cas d'enroulements triphasés, les valeurs de ces quantités sont encore, au facteur $\frac{3}{\pi}$ près,

$$1 \quad \text{et} \quad 0{,}866$$

ce qui conduit à une différence identique à celle correspondant au cas où u est pair.

Force magnéto-motrice d'un enroulement à phases superposées et encoches communes. — Arrivons finalement au cas où chaque encoche contient des conducteurs de deux phases supposés en nombres égaux.

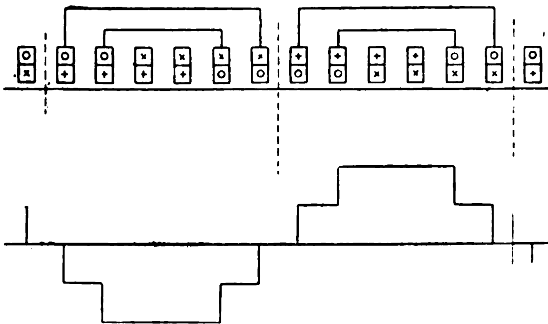


Fig. 9 et 10.

Comme précédemment, plusieurs cas peuvent se présenter, mais il y a lieu de bien définir tout d'abord ce qu'on doit entendre par u pour obtenir des formules comparables à celles que nous avons déjà établies.

Nous désignerons cette fois par $2u$ le nombre d'encoches par pôle contenant des conducteurs d'une même phase de façon à ce que la distance angulaire axiale de deux encoches rapportée au cas d'une machine bipolaire soit encore $\frac{\pi}{qu}$.

u représente donc ici le demi-nombre d'encoches correspondant par pôle à une seule phase. Il est évident puisque le nombre d'encoches $2u$ par pôle et par phase est toujours pair quelle que soit la parité de u on pourra toujours former par pôle un certain nombre de bobines ayant le même nombre de spires. La parité de u n'intervient donc plus ici et nous n'avons qu'à établir la formule pour une valeur quelconque de u.

Prenons par exemple le cas où u est pair. On voit sur les figures 9 et 10 que l'on peut former, pour chaque pôle, des bobines identiques donnant lieu par suite à une même loi de répartition pour tous les pôles.

Les largeurs b des bobines élémentaires ont pour valeurs :

$$\frac{a}{\pi}\left(\pi-\frac{\pi}{qu}\right),\ \frac{a}{\pi}\left(\pi-3\frac{\pi}{qu}\right),\ldots\ \frac{a}{\pi}\left[\pi-(2u-1)\frac{\pi}{qu}\right],$$

ce qui conduit pour la quantité $\frac{b}{a}\frac{\pi}{2}$ aux valeurs :

$$\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{2qu},\ \frac{\pi}{2}-3\frac{\pi}{2qn},\ldots\ \frac{\pi}{2}-(2u-1)\frac{\pi}{2qu}.$$

Appliquons la formule donnant la force magnéto-motrice d'une seule bobine en remarquant que le nombre de spires de chaque bobine élémentaire est ici $\frac{N}{2u}$, si N est toujours le nombre de conducteurs par pôle et par phase, nous aurons en faisant la somme pour toutes les bobines d'une même phase :

$$\mathfrak{F}_i^{(1)}=\frac{4}{\pi^2}\frac{NI\sqrt{2}}{2u}\left[\cos\frac{\pi}{2qu}+\cos\frac{3\pi}{2qu}+\ldots\right.$$
$$\left.+\cos(2u-1)\frac{\pi}{2qu}\right].$$

Cette expression est identique à celle obtenue dans le cas d'un enroulement à phases superposées d'un même nombre d'encoches par pôle, mais où chaque encoche ne comporte que des conducteurs d'une même phase. L'expression de la force magnéto-motrice équivalente de l'enroulement entier sera donc encore :

$$\mathfrak{F}_i=q\frac{2}{\pi^2}\frac{\sin\frac{\pi}{q}}{2u\sin\frac{\pi}{2qu}}NI\sqrt{2}.$$

Cette formule s'applique donc en somme à tous les cas où les phases sont superposées sauf celui où chaque phase est disposée dans un nombre impair d'encoches par pôle.

Dans ce dernier cas seul, la répartition de la

force magnéto-motrice instantanée n'est pas la même sous deux pôles voisins.

Remarque générale. — Dans ce qui précède, nous avons supposé implicitement que chaque pôle comportait un nombre entier d'encoches ou autrement dit que le nombre d'encoches total est un multiple du nombre de pôles.

On sait qu'il n'en est ainsi que pour les enroulements en boucles ou ceux en série-parallèle avec un nombre de circuits en parallèle égal ou multiple du nombre de pôles. Comme ce sont surtout les enroulements série qui sont employés dans les induits des alternateurs ou des moteurs asynchrones, les formules précédentes ne sont pas applicables en toute rigueur.

Toutefois, comme un calcul exact conduirait à des expressions trop compliquées pour les besoins de la pratique, on peut adopter les deux formules générales que nous venons d'établir pour les enroulements à phases séparées et ceux à phases superposées en laissant de côté le cas d'un nombre d'encoches impair par pôle et par phase.

Il suffit pour cela de les transformer en introduisant le nombre total d'encoches de la machine $u_1 = 2pqu$, $2p$ étant le nombre de pôles, et le nombre total de conducteurs par phase $N_1 = 2p\,N$.

L'expression de la force magnéto-motrice équivalente d'un enroulement à phases distinctes devient ainsi :

$$\mathfrak{F}_i = q\frac{2}{\pi^2}\frac{\sin\frac{\pi}{2q}}{2qpu\sin\frac{p\pi}{2qpu}}\,2qp\,\mathrm{NI}\sqrt{2}$$

$$= \frac{2}{\pi^2}\,q^2\,\frac{\sin\frac{\pi}{2q}}{u_1\sin\frac{p\pi}{u_1}}\,\mathrm{N_1I}\sqrt{2},$$

et celle de la force magnéto-motrice équivalente d'un enroulement à phases superposées :

$$\mathfrak{F}_i = q\frac{2}{\pi^2}\frac{\sin\frac{\pi}{q}}{2qpu\sin\frac{p\pi}{2qpu}}\,qp\,\mathrm{NI}\sqrt{2}$$

$$= \frac{2}{\pi^2}\,q^2\,\frac{\sin\frac{\pi}{q}}{2u_1\sin\frac{p\pi}{u_1}}\,\mathrm{N_1I}\sqrt{2}.$$

Conclusions. — Les formules qui donnent les ampèretours équivalents par pôle d'un enroulement polyphasé traversé par des courants alternatifs d'intensité efficace I peuvent se ramener à la formule unique

$$\mathfrak{F}_i = \frac{q}{2}\,\mathrm{KNI}\sqrt{2}$$

en posant comme M. Blondel :

$$\mathrm{K} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 k,$$

où k peut prendre les valeurs suivantes :

$$k = \frac{\sin\frac{\pi}{2q}}{u\sin\frac{\pi}{2qu}}$$

(enroulements à phases séparées) ;

$$k = \frac{\sin\frac{\pi}{q}}{2u\sin\frac{\pi}{2qu}}$$

(enroulements à phases superposées sauf u impair) ;

$$k = \frac{\sin\frac{\pi}{q}}{u\sin\frac{\pi}{qu}}$$

(enroulements à phases superposées avec u impair) ;

Il est à remarquer que les facteurs k ne sont autres que les facteurs de réduction de la force électromotrice induite permettant de tenir compte de la répartition des conducteurs d'une même phase dans plusieurs encoches par pôle.

A côté des formules exactes précédentes, on peut enfin employer la formule approchée suivante dans les cas où le nombre d'encoches correspondant à chaque pôle n'est pas entier :

$$\mathfrak{F}_i = \frac{q}{2}\left(\frac{2}{\pi}\right)^2 k\mathrm{NI}\sqrt{2}$$

où k peut avoir les valeurs :

$$k = \frac{q\sin\frac{\pi}{2q}}{u_1\sin\frac{p\pi}{u_1}}$$

(enroulements à phases séparées) ;

$$k = \frac{q\sin\frac{\pi}{q}}{2u_1\sin\frac{p\pi}{u_1}}$$

(enroulements à phases superposées).

Ces formules contiennent naturellement les précédentes sauf celle correspondant au cas où *u* est impair et l'enroulement à phases superposées. Elles sont d'une application très commode dans tous les cas et peuvent rendre de grands services pour le calcul des alternateurs et des moteurs asynchrones.

J. R.

APPLICATIONS THERMIQUES

Les fours électriques pour la fabrication de l'acier, à Gysinge (Suède). **F.-A. Kjellin.** *Electrician*, 8 avril 1904.

Le problème de la fabrication électrique de l'acier a depuis longtemps retenu l'attention des inventeurs ; déjà en 1879, C.-W, Siemens construisait son premier four pour la fonte des métaux, principalement l'acier.

Son four était du type à arc. L'arc voltaïque se formait entre une électrode de charbon et le métal contenu dans un four. La longueur de l'arc était réglée au moyen d'un dispositif électromagnétique.

Ce four électrique présente un inconvénient, aussi bien d'ailleurs que ceux de construction similaire. La source de chaleur — l'arc voltaïque — possède une température de 3700° C, qui est bien supérieure à la température nécessaire pour fondre l'acier. Il en résulte que l'acier est porté à une température trop élevée dans le voisinage de l'arc tandis qu'il n'atteint pas dans les autres parties du four une température convenable. — Un autre inconvénient est que l'acier se charge très facilement d'impuretés dues à la combustion des électrodes. Le prix des électrodes augmente d'autre part très sensiblement le coût de production et l'oxydation du charbon de l'électrode exerce une mauvaise influence. — On obtient une température plus uniforme dans la masse de l'acier en faisant passer à travers cette masse un courant électrique de grande intensité et en employant la chaleur dégagée par la résistance de l'acier. Mais comme la résistance du métal, même lorsqu'il est fondu, est proportionnellement faible, les courants employés doivent être si intenses qu'ils nécessitent des conducteurs de cuivre d'une section au moins aussi grande que celle de l'acier contenu dans le four.

M. de Laval, l'inventeur suédois, a essayé de parer à cet inconvénient en employant des scories fondues au lieu d'acier en guise de résistance dans son four ; mais les résultats n'ont pas dû être satisfaisants car le brevet a été abandonné. La plus grande difficulté dans ces fours vient des électrodes, car les électrodes en charbon ayant une grande résistance, causent de grandes pertes d'énergie et sont vite brûlées avec de l'acier fondu.

On peut employer aussi des électrodes en fer, mais alors les propriétés magnétiques du fer créent de nouvelles difficultés. Pour obtenir une intensité suffisante de courant on doit employer de l'alternatif, mais alors le magnétisme produit la concentration du courant à la surface des électrodes et il en résulte une grande densité de courant dans les électrodes avec grande perte d'énergie et par la self-induction une diminution de capacité du générateur d'électricité Afin de diminuer ces difficultés, j'ai proposé, en mai 1899 de construire à Gysinge un four électrique sans électrodes.

La figure montre une coupe du four. Une rainure circulaire A,A forme la chambre du four ; les parois et le fond sont faits de briques réfractaires. Le couvercle BB ferme le four. Au centre est un noyau de forme quadrangulaire C, fait de lamelles de fer. La bobine DD est en connexion avec un moteur à courant alternatif. En passant à travers la bobine, le courant produit un flux magnétique variable dans le noyau et l'intensité du courant dans l'acier est alors presque égale à l'intensité du courant primaire multipliée par le nombre de tours de fil dans la bobine primaire.

De cette manière il est possible d'employer un moteur à courant alternatif à haute tension et d'obtenir cependant un courant de faible voltage et de grande intensité dans le four, cela sans se servir de transformateurs à fils de cuivre de large section et d'électrodes coûteuses.

Le premier four était prêt à fonctionner à Gysinge en février 1900 et le 18 mars, on obtenait le premier lingot d'acier d'excellente qualité. Le problème était dès lors résolu au point de vue technique mais non au point de vue économique car avec un moteur de 178 kilowatts on

(1) Communication présentée devant l'American Institute of Mining Engineers.

n'avait produit que 270 kgr d'acier en 24 heures.

Le second four construit fut prêt en novembre 1900 et donna en 24 heures de 600 à 700 kg d'acier avec un moteur de 58 kilowatts. Les charges étaient de 100 kg et le temps mis entre les chargements successifs variaient de 3 à 4 heures.

Le résultat n'était pas encore pleinement sa-

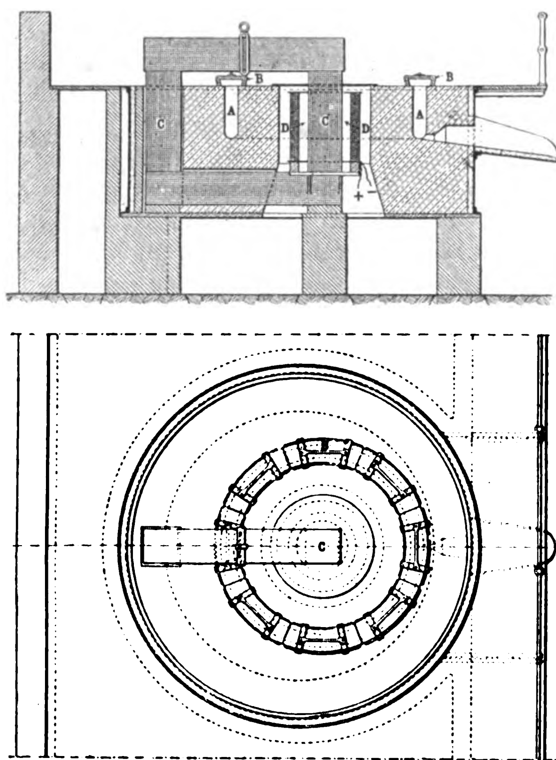


Fig. 1. — Coupe et plan du four électrique Kjellin.

tisfaisant parce que la surface de refroidissement de la paroi était trop grande par rapport au contenu du four et les frais d'entretien étaient plutôt élevés.

Le 11 août 1901, par suite de l'incendie d'un moulin, une certaine puissance hydraulique devenait disponible et on décidait de s'en servir pour la fonte de l'acier.

La nouvelle installation était prête à fonctionner en mai 1902 et depuis elle marche d'une façon satisfaisante. Elle comprend un four qui peut contenir 1800 kgr d'acier ; à chaque opération on enlève de 1 000 à 1 100 kgr. Le four produit ainsi avec 165 kilowatts, 4 100 kgr d'acier en lingots dans 24 heures. Le générateur fournit de l'alternatif monophasé à 3 000 volts ; ce courant est alors transformé au moyen de la bobine primaire et du noyau de fer du four en un courant voisin de 30 000 ampères dans l'acier qui forme le circuit secondaire. Par le procédé employé à Gysinge, on tire de l'excellent fer en gueuse de Dannemora un acier de première qualité.

Après chaque opération on laisse environ dans le four 800 kgr de métal dans lequel le courant continue à passer et on ajoute la quantité convenable de fer en gueuse, morceaux de barres et d'acier. L'expérience a déterminé les proportions qui donnent le pourcentage de carbone nécessaire dans l'acier définitif. Il y a toujours moins de carbone dans l'acier que dans les matières de chargement, car le fer en gueuse est rouillé et l'acier prend aussi un peu de silice par la réduction de l'acide silicique du revêtement du four. Lorsque la masse est fondue et portée à un degré convenable, l'opération se fait comme pour un four ordinaire à être découvert, en faisant un trou dans la paroi. La partie supérieure du four, comme le montre la figure, est au niveau du plancher de l'usine et le chargement se fait en ôtant simplement le couvercle et en jetant dans le four les matières premières. Comme le dégagement de chaleur se produit dans la masse même de l'acier, les scories ne sont pas portées à une température aussi élevée que dans les autres fours électriques. Aussi les ouvriers souffrent-ils moins de la chaleur. L'acier produit par ce procédé est, comme on l'a dit plus haut, d'excellente qualité, remarquablement homogène, dense et souple, facile à travailler, moins susceptible de pailles et d'inconvénients dans un travail considérable que les autres qualités d'acier.

On sait que de petites quantités de gaz, principalement d'hydrogène, nuisent à la qualité de l'acier ; aussi la principale raison de la valeur des aciers obtenus par la voie du four électrique est, à mon avis, que l'acier ainsi obtenu n'est pas en contact avec les gaz du combustible, bien qu'il puisse en absorber une légère quantité à travers les parois poreuses du four électrique. Dans le four électrique décrit ici, l'acier n'a même pas l'occasion d'absorber de tels gaz et d'autres impuretés et sa qualité est encore supérieure à celle obtenue dans les fours électriques ordinaires. La fabrication par ce procédé

d'acier au nickel, au tungstène ou au chrome n'offre aucune difficulté et les alliages eux-mêmes sont très homogènes. Les frais de production dépendent surtout du rendement du four et du prix de la force motrice.

Avec le four actuellement en service à Gysynge, les pertes ont été estimées par expérience à 87,5 kilowatts, de sorte que la puissance effective absorbée par l'acier est $165 - 87,5 = 77,5$ kilowatts et comme il y a une production de 4 100 kgr en 24 heures, un kilowatt effectif fournit à peu près 53 kgr d'acier en lingots avec 200 kilowatts. Comme les frais d'entretien et d'exploitation seront les mêmes, le prix de la tonne d'acier en lingot sera environ les 2/3 du prix actuel et le prix de la force par tonne sera aussi sensiblement diminué. A Gysinge, le prix de l'entretien (renouvellement des revêtements du four) a été de 400 fr à peu près. Par expérience on a calculé qu'un four de 736 kilowatts pourra produire 30 000 kgr d'acier en lingots en 24 heures lorsqu'il sera chargé de matières premières refroidies. Avec des matières premières portées à une certaine température, le rendement est bien supérieur.

Par exemple, si 250 kgr de fer en gueuse fondu sont employés pour chaque tonne d'acier en lingots produit, la production passe de 30 000 à 36 000 kgr en 24 heures avec 736 kilowatts. A mon avis, les frais de travail et d'entretien pour un four de ce type seront moindres que ceux relatifs à un four ordinaire à âtre ouvert de même grandeur ; si bien que, là où la force est à bon marché, il est possible de produire par ce procédé de l'acier faisant concurrence à l'acier produit à grands frais par les autres fours électriques et à un prix n'excédant guère celui des fours à âtre ouvert. A. B.

SOCIÉTÉS SAVANTES ET TECHNIQUES

ACADÉMIE DES SCIENCES

Sur la dissolution électrolytique du platine. Nouveau procédé de préparation des platinocyanures. Note de MM. **André Brochet** et **Joseph Petit**, présentée par M. H. Moissan.

« Les acides sont sans action sur le platine. Seule l'eau régale le dissout ; encore cette attaque, due à la formation du chlore, est-elle relativement lente si le métal a été fondu ou laminé.

» Le platine, utilisé comme anode, est inattaquable dans la plupart des cas ; l'électrolyse de l'acide chlorhydrique et des chlorures a cependant une action qui est loin d'être nulle. La transformation des chlorates en perchlorates est accompagnée d'un transport de l'anode à la cathode.

» De la Rive a signalé que, si l'on fait passer du courant alternatif dans un voltamètre à acide sulfurique, les électrodes sont rapidement altérées ; il n'y a pas dissolution, mais simplement formation de noir de platine. Drechsel (¹), Gerdes (¹), Margules (²), Ruer (³) ont observé la dissolution du platine, à la faveur du courant alternatif.

» A la suite de nos recherches antérieures (⁴), nous avons été amenés à étudier la dissolution du platine dans les cyanures, qui est de beaucoup plus importante que celle indiquée par les auteurs précités.

Nos recherches nous ont conduit à l'étude d'un procédé de fabrication des platino-cyanures, notamment celui de baryum, sur lequel nous reviendrons ultérieurement. Faisons simplement remarquer que dans la préparation

(¹) Drechsel. *Journal für praktische Chemie*, 2e série, t. XX, 1879, p. 378; t. XXII, 1880, p. 476.

(¹) Gerdes. *Journal für praktische Chemie*, 2e série, t. XXVI, 1882, p. 257. Danneel (*Zeitschrift für Elektrochemie*, t. VI, 1899, p. 275) signale un travail identique. Nous n'avons pu retrouver le Mémoire, et pensons que ce travail, attribué par erreur à Erdmann, n'est autre que celui de Gerdes.

(²) Margules. *Annalen der Physik und Chemie*, 2e série, t. LXV, 1898, p. 629; t. LXVI, 1898, p. 550.

(³) Ruer. *Zeitschrift für Elektrochemie*, t. IX, 1903, p. 235.

(⁴) André Brochet et Joseph Petit. *Comptes rendus*, t. CXXXVIII, 1904, p. 359 et 419.

actuelle il faut obtenir successivement les chlorures platiniques et platineux, les platinocyanures de potassium et de cuivre. Finalement ce dernier sel est traité par l'eau de baryte. Les opérations sont longues et pénibles en raison des impuretés à éliminer. Par notre procédé, le platine est dissous directement dans le cyanure de baryum (ou autre) ; il suffit de filtrer et de faire cristalliser. La dépense d'énergie électrique est très faible, elle correspond à peu près à 8 kilowatt-heures par kilogramme de platinocyanure de baryum.

» *Action comparative du fer et du cobalt.* — Nous avons signalé précédemment que le fer et le cobalt se comportent d'une façon identique au platine mais que le rendement est plus important. Pour le fer, comme pour le platine, il varie très peu avec la densité de courant. Un ampère-heure dissout environ 0,30 gr de fer dans les limites très étendues de 5 à 100 ampères par décimètre carré. Le cobalt, au contraire, se dissout d'autant mieux que la densité de courant est plus forte. Pour une variation de celle-ci de 5 à 25 ampères par décimètre carré la dissolution s'est élevée de 0,25 gr à 0,75 gr par ampère-heure.

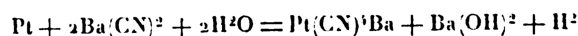
» L'action de la température est très marquée dans le cas du fer, la quantité de ce métal dissous par ampère-heure variant de 0,35 gr à 0,65 gr pour une élévation de température de 23° à 100°.

» *Cyanure de potassium.* — Le platine est rigoureusement inattaquable dans le cyanure de potassium lorsqu'il sert d'anode. C'est précisément une lame de ce métal que l'on utilise dans la dorure à chaud ; en la plongeant plus ou moins, l'ouvrier règle ainsi l'intensité du courant suivant l'effet qu'il désire obtenir. L'électrode employée sert indéfiniment.

» La dissolution par le courant alternatif (fréquence 42) s'effectue très bien. Nos essais ont été faits avec des lames de $1 \times 5 = 5$ cm², et une solution à 4 mol-g par litre. Pour une densité de courant variant de 20 à 80 ampères par décimètre carré, cette dissolution s'élève de 0,4 gr à 0,6 gr par ampère-heure, c'est-à-dire correspond à un rendement de 10 à 15 p. 100 ; ce rendement étant établi, à titre de simple indication, comme le rapport du poids de métal dissous au poids calculé d'après la quantité d'électricité fournie à l'appareil. Cette attaque du platine est donc très importante puisque l'on peut dissoudre une lame de $\frac{1}{10}$ de millimètre d'épaisseur en 25 minutes avec une densité de courant de 80 ampères par décimètre carré.

» Avec l'acide chlorhydrique concentré, toutes conditions égales, la perte de platine est de 0,04 gr par ampère-heure, ce qui correspond à un rendement de 1 p. 100 environ.

» *Cyanure de baryum.* — Il se comporte de la même façon mais le rendement est moindre. Il est seulement de 7,5 à 11 p. 100 avec une densité de courant de 15 à 60 ampères par décimètre carré, soit 0,25 gr à 0,40 gr par ampère-heure, la solution étant à 2 mol-g environ par litre. La réaction est la suivante :



$$Pt + 2Ba(CN)^2 + 2H^2O = Pt(CN)^4Ba + Ba(OH)^2 + H^2$$

» A côté de cette réaction il y a production d'un peu d'anhydride carbonique et d'ammoniaque provenant de la destruction du cyanure, il y a formation également de traces d'acide nitrique que l'on retrouve à l'état de nitrate de baryum dans les derniers résidus.

» *Conclusions.* — Le platine se comporte comme le fer et le cobalt vis-à-vis du courant alternatif et se dissout avec la plus grande facilité dans les cyanures. Ce point est d'autant plus intéressant que ce métal offre une résistance toute spéciale aux agents chimiques. La raison d'être de cette dissolution que rien ne pouvait faire supposer, nous paraît très intéressante au point de vue théorique. Nous en poursuivons l'étude [1]. »

Remarques sur l'emploi des courants alternatifs en chimie et sur la théorie des réactions qu'ils déterminent, par M. Berthelot.

« 1. L'emploi des courants alternatifs en chimie ayant été étudié à différentes époques et repris dans ces derniers temps par plusieurs

[1] L'étude de la variation de la fréquence, en utilisant, comme l'ont fait Le Blanc et Schick, une série de courants alternativement positifs ou négatifs donnera vraisemblablement des résultats tout différents de ceux obtenus avec le cuivre. Si le platine, le fer et le cobalt se dissolvent, il est probable que la dissolution tendra vers zéro aussi bien avec une fréquence élevée qu'avec une fréquence basse, de sorte que cette dissolution passera par un maximum pour une valeur déterminée de la fréquence.

observateurs, je demande la permission de rappeler quelques expériences que j'ai faites à cet égard et leur interprétation; celle-ci me semblant présenter un caractère général, applicable à une multitude de phénomènes, non seulement en électrolyse, mais aussi dans les réactions provoquées par l'effluve électrique.

» 2. Mes observations, publiées en 1879 (*Annales de Chimie et de Physique*), 5e série, t. XVI, p. 450), étaient relatives à la transformation du sucre en alcool.

» Voici la disposition des appareils, d'après le texte qu'il paraît convenable de reproduire ici :

» J'ai disposé une pile de 6 à 8 éléments » Bunsen, dont les deux pôles étaient en relation avec un commutateur oscillant, de façon » à rendre tour à tour positifs et négatifs, 12 à » 15 fois par seconde, deux cylindres de mousse » de platine jouant le rôle d'électrodes. Cet » appareil, plongé dans de l'eau acidulée, » développe, à chacun des deux pôles, tour à » tour de l'hydrogène et de l'oxygène. En » réglant convenablement l'appareil, aucun gaz » ne se dégage, l'eau se reformant incessam- » ment aussitôt après sa décomposition. C'est » cet appareil, ainsi réglé, que j'ai plongé dans » des dissolutions de glucose, tantôt neutres, » tantôt légèrement acides ou alcalines. »

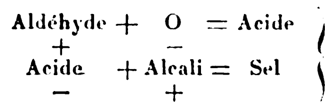
« Ces expériences avaient pour but d'examiner les effets, sur le sucre, d'une oxydation et d'une réduction simultanées, développées par l'électrolyse de l'eau, dans la pensée que l'oxydation produisait l'acide carbonique, et la réduction, l'alcool.

» Le mécanisme de la fermentation alcoolique se réduirait ainsi à un phénomène comparable à l'électrolyse, accompagné de dédoublement moléculaire; le tout offrant un caractère exothermique. J'ai obtenu en effet de l'alcool dans ces conditions.

» 3. Cette théorie relative au rôle chimique du courant alternatif est générale; car elle s'applique à toute réaction dans laquelle un corps est susceptible d'acquérir deux rôles électrochimiques opposés au cours de ses transformations; ce double rôle représentant, dans le langage ancien, des affinités complexes, que l'on traduirait dans le langage actuellement en faveur par la formation d'ions simples ou complexes de rôle contraire. Mais il s'agit de savoir l'origine des énergies nécessaires pour l'accomplissement des réactions : soit en ce qui touche le travail atomique, consommé dans la réalisation des réactions endothermiques; soit en ce qui concerne le travail préliminaire, indispensable pour écarter les inerties qui s'opposent souvent à la mise en train des réactions, même exothermiques [1].

» Pour mieux faire entendre la théorie de ces phénomènes, envisageons d'abord des réactions accomplies avec le concours de l'oxygène libre, et sans l'intermédiaire d'énergies étrangères aux corps mis en expérience.

» 4. Soit, par exemple, l'altération d'un composé aldéhydique en présence de l'air et d'une dissolution alcaline : l'oxygène, jouant le rôle électronégatif, s'unit à l'aldéhyde électropositif, avec dégagement de chaleur, et le change en acide; puis (ou plutôt simultanément) l'acide, jouant en sens contraire le rôle électronégatif, se combine à l'alcali électropositif, pour former un sel, également avec dégagement de chaleur.



» Il y a donc alternance entre le rôle électrique de l'aldéhyde et le rôle de l'acide qui en dérive.

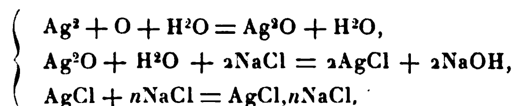
» Ce sont là des phénomènes que l'on expliquait autrefois par le mot d'*affinité prédisposante* et dont j'ai donné l'interprétation, en montrant comment leur accomplissement est effectué dans ces conditions par le seul concours des énergies des corps mis en présence, et réglé dès lors par les principes de la Thermochimie.

» Or on conçoit aisément que, si l'on fait intervenir les énergies du courant électrique, on puisse réaliser par voie électrolytique une multitude de réactions de cet ordre, alors même qu'elles exigeraient l'emploi auxiliaire d'énergies étrangères au système des corps mis en expérience.

» 5. Soit encore, pour préciser davantage, l'altération des métaux sous l'influence des chlorures alcalins et spécialement celle des métaux qui ne décomposent pas l'eau avec dégagement d'hydrogène. L'argent, par exemple,

[1] *Essai de Mécanique chimique*, t. II, p. 6 à 13.

maintenu au contact de l'oxygène de l'air et du chlorure de sodium dissous, ou même de ce sel solide placé dans un air humide dont il attire la vapeur d'eau, est attaqué peu à peu et changé en un chlorure double d'argent et de sodium cristallisable ; cette transformation ayant lieu avec mise en liberté de soude libre. L'action observée est la somme des suivantes :

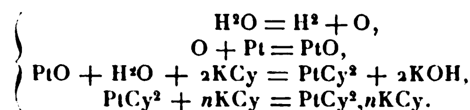


$$\begin{cases} Ag^2 + O + H^2O = Ag^2O + H^2O, \\ Ag^2O + H^2O + 2NaCl = 2AgCl + 2NaOH, \\ AgCl + nNaCl = AgCl,nNaCl, \end{cases}$$

actions accomplies simultanément, en vertu de la somme des énergies chimiques mises en jeu. Ce sont là des faits d'expériences et même d'observation courante dans l'étude de la plupart des métaux.

» Au cours de ces réactions l'argent libre joue d'abord le rôle d'ion positif vis-à-vis de l'oxygène négatif; l'oxyde d'argent joue aussi le rôle positif, en déplaçant la soude dans le chlorure de sodium. Le chlorure d'argent, au contraire, est négatif, dans la formation du sel double qu'il constitue en s'unissant au chlorure de sodium.

» 6. Les phénomènes que je viens de rappeler sont accomplis par le seul jeu des affinités chimiques et des énergies mises en jeu dans les conditions ordinaires. Or, ce sont précisément les mêmes enchaînements de réactions qui ont été observés dans les expériences récentes et très intéressantes de MM. Brochet et Petit sur l'attaque du platine par le cyanure de potassium, avec formation de cyanure double, sous l'influence des courants alternatifs ; ceux-ci produisant la polarisation électrique (disposition en ions), et par suite l'énergie qui détermine les phénomènes. En effet, sous l'influence du courant, l'eau est électrolysée ; l'hydrogène se dégage, tandis que l'oxygène (négatif) tend à s'unir au platine (positif), en formant un oxyde, lequel échange à mesure son oxygène contre une partie équivalente du cyanogène du cyanure de potassium, pour former du cyanure de platine ; ce dernier corps se combine au même moment, en jouant un rôle négatif, à l'excès du cyanure de potassium, qui joue le rôle positif, de façon à constituer un cyanure double. La réaction observée est donc la somme virtuelle des actions suivantes :



$$\begin{cases} H^2O = H^2 + O, \\ O + Pt = PtO, \\ PtO + H^2O + 2KCy = PtCy^2 + 2KOH, \\ PtCy^2 + nKCy = PtCy^2,nKCy. \end{cases}$$

» Toutes ces réactions apparaissent comme accomplies à la fois, suivant une progression qui part du platine pour aboutir au sel double.

» Le platine y joue d'abord le rôle d'ion positif vis-à-vis de l'oxygène négatif. L'oxyde de platine est également positif, ou plus exactement l'ion complexe qui en dérive sous l'influence du courant ; de façon à déterminer la mise en liberté de la potasse aux dépens du cyanure de potassium. Il constitue ainsi un cyanure de platine, négatif vis-à-vis de l'excès de cyanure de potassium, auquel il demeure combiné.

» Cette série de réactions est, on le voit, parallèle à l'attaque de l'argent par l'oxygène libre et le chlorure de sodium ; mais avec cette différence essentielle que l'attaque de l'argent a lieu sans le concours d'énergies étrangères au système des corps mis en expérience ; tandis que les énergies mises en jeu dans l'attaque électrolytique du platine sont susceptibles d'être fournies par le courant électrolytique, et cela suivant deux sens contraires par le courant alternatif. Voilà ce qui fait l'originalité de la réaction et sa signification générale.

» Rappelons d'ailleurs que les énergies développées sous l'influence du courant, ou sous celle de l'effluve, sont comparables : les unes et les autres étant susceptibles à la fois d'effectuer les travaux préliminaires qui déterminent les réactions exothermiques, ainsi qu'on l'observe dans l'oxydation des métaux et leur attaque par les acides ; et les travaux mis en jeu dans les réactions endothermiques, comme le montrent la synthèse de l'acide persulfurique et les formations secondaires d'ozone et d'eau oxygénée. »

Constatation d'une radioactivité induite sur tous les corps par l'émanation des fils métalliques incandescents. Note de M. **Th. Tommasina**, présentée par M. Becquerel.

« De nouvelles recherches que je viens d'exécuter sur la déperdition électrique unipolaire, produite par un fil métallique chauffé au rouge par le courant et placé, soit parallèlement

au disque unique et vertical d'un électroscope, soit entre les deux plateaux d'un condensateur, l'un relié au sol, l'autre à l'électroscope, soit même, selon le cas, d'une façon quelconque hors des plateaux et à la distance de plusieurs décimètres, m'ont permis d'établir les résultats que voici :

» 1. L'action de décharge qu'on avait cru unilatérale ne l'est jamais d'une manière absolue ; au contraire, même aux plus basses températures actives, tous les métaux agissent sur les deux électrisations, mais la différence entre les deux actions est généralement très grande.

» 2. Cette différence d'action, qui dépend du signe de la charge, augmente avec la durée du passage du courant pour les métaux qui produisent une déperdition plus rapide de l'électrisation négative, comme c'est le cas du fer et du cuivre, tandis que cette différence diminue pour les métaux, tels que l'argent et le zinc, dont l'activité maxima est de signe contraire.

» 3. Un fil de fer zingué produit, pendant quelque temps, une déperdition plus rapide de la charge positive, puis la différence avec la déperdition négative diminue, s'annule, augmente dans l'autre sens et devient identique à celle du fer pur, ce qui est dû, évidemment, à la disparition de tout le zinc. Le laiton et le maillechort n'agissent point de cette façon ; leur action semble être toujours du même signe que celle du zinc.

» 4. Si l'on fait croître l'intensité du courant, la différence, caractéristique pour chaque métal, entre les deux déperditions tend à disparaître. En effet, lorsqu'on arrive à l'incandescence très vive ou à la fusion partielle du fil, les deux déperditions sont sensiblement égales, pendant que la radioactivité acquiert une valeur maxima. Si l'on coupe le fil avant l'action, la décharge disruptive qui a lieu ensuite dans la coupure produit une déperdition égale quel que soit le signe de la charge de l'électroscope et quel que soit le métal du fil. Ceci montre que ces résultats ne sont point attribuables aux rayons ultraviolets, lesquels, d'ailleurs, comme l'on sait, ne provoquent directement que la décharge des métaux polis et électrisés négativement.

» 5. *La radioactivité d'un fil métallique quelconque chauffé au rouge par le courant diminue immédiatement, selon une courbe asymptotique, mais il suffit de frotter légèrement le fil entre deux doigts, ou de le laisser en repos pendant quelque temps pour qu'il manifeste de nouveau sa radioactivité maxima.* Ainsi, par exemple, avec un fil d'argent, l'on a

Pendant les premières 10 secondes	360 divisions	38 divisions
Pendant les 10 secondes suivantes . . .	33 »	10 »
Pendant les 10 secondes suivantes. . . .	5 »	3 »
Pendant les 10 secondes suivantes. . . .	2 »	1,5 »

» Le platine, dont la déperdition maxima est la négative, manifeste aussi une même chute de radioactivité, mais seulement de la déperdition positive, tandis que la négative semble rester sensiblement constante.

» 6. *Lorsque la radioactivité du fil est devenue très faible, si l'on interrompt le courant on constate que le fil reste longtemps radioactif ; si on le frotte il perd presque complètement cette propriété, qui disparaît d'ailleurs d'elle-même, après un temps qui varie selon la nature du fil et selon la durée et l'intensité du courant utilisé précédemment.*

» En entourant le fil d'un manchon en verre ou en aluminium, ce dernier isolé, ou relié au sol, le manchon acquiert un pouvoir radioactif propre, pouvoir qui est acquis aussi par des écrans de substances quelconques.

» Ces phénomènes ne pouvant être attribuables qu'à une radioactivité induite par l'émanation des fils incandescents, j'ai étudié la nature de cette dernière pour reconnaître l'existence des trois émissions typiques α, β et γ de cette *pyroradioactivité*.

» Le fil de platine a été spécialement utilisé pour cette série de recherches qui ont donné les résultats affirmatifs suivants :

» L'émission α est arrêtée même par les écrans plus minces de nature quelconque, mais dans l'air libre elle semble se diffuser avec une tendance très marquée à suivre les lignes de force électrique et transporte toujours une charge positive.

» L'émission β traverse des écrans très minces en papier ou en aluminium, lesquels en absorbent une grande partie et prennent une électrisation négative.

» Les *pyrorayons* γ ionisent fortement l'air, produisent la même décharge de l'électroscope

quel que soit le signe de sa charge, et peuvent traverser un récipient en carton hermétiquement fermé, mais avec un fort amortissement. Ils produisent la fluorescence induite des écrans au platino-cyanure de baryum, laquelle cependant est très faible. Ces rayons sont émis en plus grande quantité par le fil de platine incandescent et par les décharges disruptives entre fils métalliques quelconques. »

SOCIÉTÉ INTERNATIONALE DES ÉLECTRICIENS

Séance du 13 avril 1904.

MM. Lauriol, Boucherot, Tripier et Janet émettent leurs opinions au sujet des termes habituellement employés pour désigner les courants wattés et déwattés. M. Boucherot propose de donner le nom de « courant magnétisant » à la composante normale à la force électromotrice. M. Janet propose les expressions de « courant en phase » et « courant quadrature » à condition de préciser par rapport à quoi sont prises ces expressions.

M. Broca rend compte des expériences qu'il a faites en collaboration avec M. Turchini, au moyen de l'ondographe Hospitalier, sur les courants de rupture des bobines d'induction. Il a constaté que les interrupteurs à turbine étaient les seuls qui donnassent un phénomène absolument régulier. Il résulte de ses observations que le courant primaire est oscillatoire mais que la présence du fer dans la bobine rend ce phénomène singulier.

M. Arnoux expose les différents perfectionnements apportés aux moteurs d'explosion.

A. B.

Surtensions dans les canalisations électriques (1).

« I. Contribution a l'étude des régimes et des variations de régime dans les réseaux alternatifs. — Les diverses questions traitées par M. Picou peuvent être considérées comme des cas particuliers d'une question générale. Un réseau étant donné, et un régime permanent établi, si l'on vient à modifier brusquement les conditions de fonctionnement, comment se fera le passage entre l'ancien régime et le nouveau régime permanent? La réponse est connue; pendant la période de transition, le régime est le nouveau régime permanent, auquel se superpose un régime libre, c'est-à-dire un régime que le réseau pourrait prendre, s'il était à l'abri de toute force électromotrice extérieure, après avoir été dérangé de son équilibre; ce régime libre est nécessairement un régime amorti, l'énergie communiquée primitivement au réseau n'étant plus renouvelée par des sources extérieures, tandis qu'elle se transforme en chaleur dans les conducteurs.

» Puisque ces diverses questions sont connexes,

(1) Dans la séance du 4 mai 1904 de la Société internationale des Electriciens, M. Picou a fait une très intéressante communication sur les phénomènes de surtension qui se passent sur les réseaux électriques (voir Bulletin de la S. I. E., mai 1904).

Ces surtensions ont leur origine dans les oscillations électriques dues à la self-induction et à la capacité. — Un circuit électrique comprenant un condensateur C et une self L possède une période d'oscillation propre telle que $T = 2\pi\sqrt{CL}$. — Si au lieu de charger le condensateur avec une pile, on prend comme source d'énergie du courant alternatif, l'expérience montre que la source arrive toujours à imposer sa période. La résonance se produit lorsque les deux fréquences des oscillations propres du système et celle qu'on lui impose sont égales.

Si la différence de potentiel aux bornes du condensateur s'élève considérablement, il peut y avoir rupture du diélectrique ou des isolants des câbles. Il arrive souvent d'autre part que la force électromotrice imposée soit formée par une onde sinusoïdale principale et par d'autres ondes harmoniques superposées ayant une amplitude propre. S'il y a résonance, les phénomènes de surtension se produisent et il arrive des accidents.

On observe surtout les surtensions en fonctionnement normal à cause de la résonance d'une des harmoniques, au moment de la fermeture d'un circuit, au moment de l'ouverture d'un court-circuit. M. Picou a donné plusieurs exemples.

Au sujet de cette communication, M. Potier a adressé une note dont nous donnons un compte rendu in-extenso (1).

(1) Pour la compréhension de cette communication, nous rappellerons les données de M. Picou.

M. Picou considère comme générateur de l'installation un alternateur pour lequel on a obtenu :

Excitation pendant les deux essais

$$i = 7{,}1 \text{ ampères.}$$

En circuit ouvert

$$I = 0 \text{ ampère} \qquad E = 1\,260 \text{ volts.}$$

En court-circuit

$$I_{cc} = 48{,}5 \text{ ampères} \qquad U = 0 \text{ volt}$$

$$\omega = 2\pi f = 100\,\pi$$

$$\omega L' = \frac{E}{I_{cc}} = = 26 \text{ ohms} \qquad L' = 0{,}083 \text{ henry.}$$

on peut trouver singulier que les méthodes employées pour les résoudre soient différentes; que, par exemple, le principe de la conservation de l'énergie suffise et soit seul invoqué pour le cas de la rupture du courant, tandis que la fermeture demande des considérations d'un autre ordre; que rien ne fait prévoir comment on pourrait traiter le cas d'un simple changement : la mise en charge d'un nouvel alternateur, par exemple. En réalité, les principes communs et fondamentaux existent; ce sont les suivants : dans son ensemble, le système comprend des capacités (câbles), des bobines (transformateurs et machines) et des résistances mortes; il faut et il suffit que la différence des potentiels, pour chaque capacité, et que le flux, pour chaque bobine, soient les mêmes, avant et après le changement brusque; en effet, si ces conditions n'étaient pas réalisées, on aurait des courants de charge, ou des forces électromotrices infinies; il suffit de joindre ces conditions, c'est-à-dire les potentiels et flux initiaux aux équations qui régissent les courants du système, c'est-à-dire aux équations de Kirchhoff, pour que le problème soit sinon résolu, au moins mis en équation et ne présente plus que des difficultés d'ordre mathématique (v. note 1).

Mais, en examinant la question de près, on verra que la difficulté est d'écrire les équations de Kirchhoff, et qu'elle vient de la présence du fer; on peut bien négliger les variations de perméabilité du fer, ce qui permet des simplifications considérables, sans qu'on s'éloigne trop de la réalité, mais on pousse ordinairement la simplification jusqu'à négliger l'hystérésis, ce qui est vraiment choquant quand il y a des transformateurs. Enfin, si l'on examine spécialement les méthodes fondées sur le principe de la conservation de l'énergie, et qui, par conséquent, ne fournissent qu'une seule équation, on voit que leur succès apparent tient à ce que l'on supprime les variables gênantes, pour n'en conserver qu'une seule, et souvent sans justification. Prenons, par exemple, le cas de rupture d'un circuit unique qui, après rupture du contact avec l'alternateur, n'est plus constitué que par une capacité, le câble, et le transformateur sur le secondaire duquel peuvent être branchées des lampes. On se borne à dire, au moment de la rupture, qu'une certaine quantité d'énergie est emmagasinée dans la capacité et dans les bobines; cette quantité, sauf la perte résultant de l'effet Joule, perte qu'on s'abstient de calculer, reste constante; à certaines époques, l'énergie emmagasinée dans la bobine est nulle; toute l'énergie initiale est alors concentrée dans la capacité et, de sa valeur, on déduit la différence de potentiel maximum; or, la quantité d'énergie initiale n'est déterminée que si l'on connaît exactement le régime permanent avant la rupture; de plus, on va voir que la présence des lampes jointes au secondaire modifie le régime libre du système (v. note 2). J'admets, d'ailleurs, la marche proposée par M. Picou, qui consiste à substituer aux lampes une résistance équivalente (produit de leur résistance réelle par le carré du rapport de transformation) faisant débiter au primaire le courant qu'il débite en réalité.

» Ceci posé, on va étudier les régimes libres et forcés, d'abord sans tenir compte de l'hystérésis, puis en en tenant compte. »

» II Régime libre, pas d'hystérésis. — L'étude des oscillations libres du réseau semble facile, et, cependant, je ne suis pas sûr d'être d'accord avec nos confrères; si l'on suppose les deux armatures d'un condensateur de capacité C, reliées par des appareils de résistances R_1 R_2..., et de self-induction L_1, L_2,... on montre dans les Traités que les quantités $-\alpha$ et β correspondant à un régime libre (1) ne sont autres que les parties réelles (pour $-\alpha$) et les coefficients de $\sqrt{-1}$ (pour β) des racines de l'équation

$$Cx + \frac{1}{R_1 + L_1 x} + \frac{1}{R_2 + L_2 \lambda} + \dots = 0,$$

équation qui, outre le condensateur, renferme autant de termes qu'il y a de types distincts d'appareils, car si plusieurs appareils sont de même type, et admettent le même rapport $\frac{R}{L}$, on peut grouper tous les termes correspondants en un seul de la même forme; s'il y a des résistances mortes, on peut les réunir en un seul terme également, et finalement on a une équation de degré $(p+1)$, si p est le nombre des types d'appareils inductifs. Cette équation a toujours $(p-1)$ racines réelles, l'une comprise

(1) Tout régime libre est représenté par une formule $He^{-\alpha t}\sin(Bt-\psi)$ où H et ψ sont arbitraires.

entre $-\frac{R_1}{L_1}$ et $-\frac{R_2}{L_2}$ la seconde entre $-\frac{R_2}{L_2}$ et $-\frac{R_3}{L_3}$, ..., et la $(p-1)^{\text{ième}}$ entre $-\frac{R_{p-1}}{L_{p-1}}$ et $-\frac{R_p}{L_p}$; les deux dernières racines peuvent être réelles ou imaginaires, mais leurs valeurs sont toujours plus grandes en valeur absolue que les plus grandes des quantités $\frac{R}{L_1}$, si elles sont réelles. Parmi tous les régimes libres, il n'y en a donc qu'un seul oscillatoire et amorti (correspondant à deux racines conjuguées), tous les autres sont purement amortis. Lorsque l'équation ci-dessus renferme un terme correspondant à une résistance morte $\frac{1}{R}$ et que l'on fait varier ce terme (c'est ce qui arrive quand on allume ou éteint les lampes sur un réseau d'éclairage), on peut toujours donner à R une valeur assez faible pour que toutes les racines soient réelles ; si pour R infini il y a un régime libre oscillatoire, en faisant diminuer R, la fréquence des oscillations diminuera, arrivera à zéro pour une certaine charge, puis tout régime oscillatoire disparaîtra, en même temps que, des valeurs de x, l'une croîtra sans limite, tandis que les autres se rapprocheront de $\frac{R_1}{L_1}, \frac{R_2}{L_2}, \ldots, \frac{R_p}{L_p}$. Ces propriétés sont générales pour tout système assimilable à un condensateur sur lequel sont branchés tous les appareils. Il en résulte que les surtensions du fait de la rupture à l'alternateur sont d'autant moins à craindre que la charge est plus forte.

» La détermination de la fréquence, facile quand il n'y a qu'un type d'appareils branchés, devient donc pénible si le système qu'on étudie comprend deux types, par exemple des alternateurs et des transformateurs. M. Picou, qui a rencontré cette question en étudiant la mise en charge brusque, l'a tranchée en négligeant délibérément le côté transformateur ; il y a lieu de craindre que les valeurs de la période des oscillations libres ne soient gravement altérées par cette suppression, et il vaudrait peut-être la peine de refaire les calculs complets, une fois résolue la difficulté relative aux transformateurs. »

» III. Rôle des transformateurs. — Négligeons d'abord la dispersion ; alors, sans être obligé de refaire les calculs relatifs aux transformateurs sans fer, comme le fait M. Brylinski, pour aboutir à la conclusion que $M^2 - LL'$ est négligeable, il est clair que l'état magnétique du transformateur ne dépend que de la différence des ampères-tours primaires et secondaires, ou que le courant primaire est la somme (géométrique) des courants à vide, et d'un courant en phase avec le secondaire, et dont l'intensité est le quotient de celle du secondaire par le rapport de transformation ; il est donc exact d'opérer comme M. Picou et de remplacer les lampes par une résistance morte en dérivation directe sur le primaire, ce qui supprime en même temps la discussion sur la constance de la self-induction, discussion qui ne repose que sur des malentendus et l'abus du mot *self-induction*, dont on a dénaturé le sens primitif. Supposons donc le transformateur à vide. Qu'appellerons-nous sa self, qu'appellerons-nous sa résistance ? Si l'on définit sa self L par la condition que Li soit le flux déterminé par un courant i, on tombe dans l'incohérence, car la force électromotrice induite devait être $-L\frac{di}{dt}$, donc en quadrature avec i, et elle ne l'est pas.

» Pour la résistance, autre anomalie : si l'on appelle R la résistance déduite de l'effet Joule dans le primaire l'équation $U = Ri + L\frac{di}{dt}$ n'est pas vérifiée ; en effet, si l'on mesure la différence U, l'intensité I à vide et la différence de phase φ, on trouve que, pour satisfaire à cette équation, on devrait donner à R une valeur beaucoup plus grande que la résistance réelle ; par exemple, dans le type cité par M. Picou [1], on aurait, pour le transformateur équivalent à tous les transformateurs du réseau, R = 650 ohms, et $L = \frac{760}{314} = 2{,}42$, tandis que la résistance est inférieure à 1 ohm (qui donnerait lieu à une chute de tension de 3 p. 100 pour la résistance primaire seule) ; il ne peut pas être indifférent.

(1) M. Picou avait pris le cas de bons transformateurs modernes où le courant I_0 vaut, en général, environ 0,03 du courant maximum I que peut recevoir le transformateur, et le facteur de puissance est environ 0,65 lors de l'essai à vide.

En supposant E = 3 000 volts et 300 kilowatts reliés, le courant maximum I est $\frac{300\,000}{3\,000} = 100$ ampères et le courant magnétisant i_μ qui est environ, dans ce cas, égal à 0,023 I_{max} vaut 2,3 ampères. L'inductance est alors de 760 ohms et la résistance de 650 ohms. En adoptant la fréquence 50, on a $L = \frac{760}{314} = 2{,}42$.

surtout au point de vue de l'amortissement, d'employer l'une ou l'autre de ces valeurs. Or, on sait que la puissance UI cos φ se retrouve en chaleur dans le fer, une partie y est dégagée par des courants de Foucault, et la plus grande partie produite par hystérésis ; l'hypothèse qui paraît la plus vraisemblable consiste à admettre que sous l'influence du champ magnétique variable les aimants particulaires se déplacent, et que la force vive qui leur serait communiquée aux dépens de UI cos φ est absorbée par des frottements ou une viscosité, comme si chacun d'eux pouvait être assimilé à un petit moteur synchrone ayant à vaincre un couple ; ces petits aimants induiraient dans le primaire des forces électromotrices de même période, cela revient à dire que la variation magnétique engendre une force électromotrice qui n'est pas exactement en quadrature avec le courant magnétiseur ; la composante wattée demandant une puissance sensiblement proportionnelle à la fréquence du courant, ou à ω et à l'aire du cycle d'hystérésis, ou à la puissance 1,6 de l'induction maximum. Les choses se passent à peu près comme si le flux magnétique *était en retard d'un angle indépendant de la fréquence sur le courant qui le produit*, de sorte que le terme R serait proportionnel à cette fréquence.

Si l'on introduit directement cette hypothèse dans l'équation qui détermine la période, elle se trouve simplifiée d'une manière inattendue ; son degré est réduit au second ; étant entendu qu'on néglige la résistance ohmique des circuits inductifs. On arrive aux résultats suivants :

» IV. Régimes libres avec ou sans transformateurs. — 1° Alternateur hors circuit et résistances mortes en dérivation sur le câble, équivalentes à une résistance R_1,

$$u = He^{-\frac{t}{CR_1}},$$

$$i \text{ (vers le condensateur)} = -\frac{1}{R_1}u = -\frac{1}{R}He^{-\frac{t}{CR_1}}.$$

» 2° Si, outre ces résistances, il y a une résistance inductive, à circuit magnétique non fermé (qui peut être les induits des alternateurs), le régime libre peut être ou périodique amorti,

$$u = He^{-\alpha t}\sin(\beta t - \psi)$$

avec

$$\alpha = \frac{1}{2}\left(\frac{R_2}{L_2} + \frac{1}{R_1 C}\right), \quad \beta^2 = \frac{1}{CL_2} - \frac{1}{4}\left(\frac{R_2}{L_2} - \frac{1}{R_1 C_1}\right)^2,$$

ou entièrement amorti,

$$u = H_1 e^{+\alpha_1 t} + H_2 e^{+\alpha_2 t},$$

et les α sont les racines de

$$(R_2 + L_2\alpha)\left(C\alpha + \frac{1}{R_1}\right) = 0.$$

» La résistance critique est donnée par

$$\frac{1}{R_1 C_1} = \frac{R_2}{L_2} + \frac{2}{\sqrt{CL_2}},$$

ou pratiquement comme $\frac{R_2}{L_2}$ est petit à côté de l'autre terme

$$R_1 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{L}{C}};$$

dès que R_1 est *au-dessous* de cette valeur les régimes libres ne sont plus périodiques.

» Installation citée par M. Picou, C = 2 microfarads ; $L_2 = 0{,}0828$,

$$\text{résistance critique} = \frac{1}{2}\,10^3\sqrt{0{,}0414} = 100 \text{ ohms environ.}$$

» 3° Cas général, où sont branchés, sur le réseau, des alternateurs, considérés comme bobines à circuit magnétique ouvert dont on néglige la résistance ohmique ; des bobines à circuit fermé, dont on néglige la résistance propre, mais non la résistance apparente, d'origine hystérésique ou parasite. Soient Z l'impédance à la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ d'un de ces derniers appareils, essayé à vide s'il s'agit d'un transformateur ; cos φ' le facteur de puissance dans ces conditions. Soit L le coefficient de self-induction d'un des premiers appareils (qui ne sont que des cas particuliers des seconds pour lesquels il est commode de supposer, peut-être à tort, cos $\varphi = 0$); on posera

$$\Lambda' = \sum \frac{1}{L}, \quad \frac{\cos\varphi_0}{z_0} = \sum \frac{\omega\cos\varphi}{Z}, \quad \frac{\sin\varphi_0}{z_0} = \sum \frac{\omega\sin\varphi}{Z},$$

puis l'on déterminera un angle ε et une constante k par les conditions

$$k\cos 2\varepsilon = \frac{1}{4R^2_1 C} - \Lambda' - \frac{\sin\varphi_0}{z_0}, \qquad k\sin 2\varepsilon = +\frac{\cos\varphi_0}{z_0}.$$

Les valeurs des constantes α et β qui déterminent les régimes libres $He^{-\alpha t}\sin(\beta t - \varphi)$ d'un élément (flux, potentiels, courants) ont les va-

leurs

$$\alpha = \frac{1}{2R_1C} + \cos\varepsilon\sqrt{\frac{k}{C}}, \quad \beta = \sin\varepsilon\sqrt{\frac{k}{C}},$$

R_1 étant la résistance morte réduite $\left(\frac{1}{R_1}\sum\frac{1}{r}\right)$ (voir la note 3).

Application au schéma de M. Picou.

» 1° Les alternateurs non reliés, $Z = 1\,000$

$$\cos\varphi = 0{,}65.$$

$$\frac{\cos\varphi_0}{z_0} = \frac{314 \times 0{,}65}{1\,000} = 0{,}2041, \quad \frac{\sin\varphi_0}{z_0} = 0{,}2385,$$

à vide

$$\alpha = 215{,}6, \quad \beta = 371{,}5;$$

avec

$R_1 = 500$, $\alpha = 885{,}5$, $\beta = 131{,}5$,
$R_1 = 100$, $\alpha = 4976$, $\beta = 20{,}2$,
$R_1 = 30$, $\alpha = 16\,662$, $\beta = 6$.

» 2° Les alternateurs reliés $\Lambda' = \frac{1}{4} = \frac{314}{26} = 12{,}08$, à vide

$$\alpha = 20{,}6, \quad \beta = 2482;$$

avec

$R_1 = 500$, $\alpha = 503{,}4$, $\beta = 2\,348$,
$R_1 = 100$, $\alpha = 2\,518$, $\beta = 147{,}8$,
$R_1 = 30$, $\alpha = 16\,228$, $\beta = 6{,}4$.

» Ce tableau me semble ne pas avoir besoin de commentaires, et si les valeurs qui y sont portées diffèrent notablement de celles fournies par d'autres méthodes, une étude expérimentale que rend aujourd'hui possible l'existence d'appareils tels que celui de M. Blondel pourrait décider quels sont les chiffres les plus voisins de la vérité.

» V. Régime forcé. — Quant au régime forcé en ωt, on l'obtient ainsi : soit $u = U\sin\omega t$ la différence de potentiel aux bornes du condensateur; le flux dans une bobine est

$$-\frac{U}{\omega}\cos\omega t,$$

et, par suite, le courant $-\frac{U}{\omega z}\sin(\omega t - \varphi)$ en retard de $\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right)$ sur le flux, et ωz est l'impédance mesurée à la fréquence ω ; dans les résistances mortes le courant est $\frac{u}{R_1}$ et enfin le courant de charge est $C\frac{du}{dt} = C\omega U\cos\omega t$; on a donc, à chaque instant, le courant total de la machine

$$i = U\left(\frac{\sin\omega t}{R_1} - \frac{\sin(\omega t - \varphi)}{Z} + C\omega\cos\omega t\right);$$

d'autre part si l'on néglige l'hystérésis dans la machine

$$e = u + Ri + L\frac{di}{dt},$$

d'où

$$e = U\left[\sin\omega t + R\sin\omega t\left(\frac{1}{R_1} - \frac{\cos\varphi}{Z}\right) + R\cos\omega t\left(C\omega + \frac{\sin\varphi}{Z}\right)\right] + L\omega\left[\cos\omega t\left(\frac{1}{R_1} - \frac{\cos\varphi}{Z}\right) - \sin\omega t\left(C\omega + \frac{\sin\varphi}{Z}\right)\right],$$

en mettant la parenthèse, après substitution des valeurs numériques, sous la forme

$$e = U(A\sin\omega t + B\cos\omega t),$$

et posant $A^2 + B^2 = M^2$, on aura inversement le potentiel u lorsque $e = E\sin\omega t$ en écrivant

$$u = \frac{E}{A^2 + B^2}(A\sin\omega t - B\cos\omega t),$$

et l'on en déduira facilement les courants et les flux.

» VI. Application de la méthode. — Connaissant ainsi deux régimes permanents, si à l'époque θ, u et Φ ont les valeurs u_1 et Φ_1, tandis que dans le second les valeurs seraient u_2 et Φ_2 à la même époque, on écrira $u_2 = u_1 + u_0$, $\Phi_2 = \Phi_1 + \Phi_0$, et u_0 et Φ_0 seront les valeurs instantanées à l'époque θ du régime libre qui se superposera au régime permanent. Le paragraphe précédent fait connaitre les valeurs de α et β correspondantes ; on posera donc

$$u = He^{\alpha(\theta - t)}\sin(\beta t - \psi)$$

et

$$\Phi = -He^{\alpha(\theta - t)}\frac{\alpha\sin(\beta t - \psi) + \beta\cos(\beta t - \psi)}{\alpha^2 + \beta^2}$$

et l'on déterminera H et ψ par les équations

$$u_2 - u_1 = H\sin(\beta\theta - \psi),$$

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \frac{-H}{\alpha^2 + \beta^2}[+\alpha\sin(\beta\theta - \psi) + \beta\cos(\beta t - \psi)].$$

qui donnent

$$H^2 = (u_2 - u_1)^2 + [(\Phi_2 - \Phi_1)(\alpha^2 + \beta^2) + \alpha(u_2 - u_1)]^2 \frac{1}{\beta^2}$$

et

$$\operatorname{tang}(\beta\theta - \psi) = \frac{(u_2 - u_1)\beta}{(\Phi_2 - \Phi_1)(\alpha^2 + \beta^2) + \alpha(u_2 - u_1)}.$$

» On a tous les éléments nécessaires pour discuter les amplitudes des oscillations dont les maxima ont lieu pour $\operatorname{tang}(\beta t - \varphi) = \frac{\beta}{\alpha}$; je remettrai à une autre occasion l'application de ces formules aux cas traités par M. Picou.

» VII. Limites de la méthode. — Cette méthode ne saurait évidemment être considérée comme absolument rigoureuse ; elle néglige la déformation que les transformateurs font subir à la courbe du courant ; de plus, à moins de considérer z comme fonction de l'intensité, elle ne reproduit pas pour l'hystérésis la loi de Steinmetz ; je la crois néanmoins beaucoup plus rapprochée de la vérité que les modes de calcul généralement employés et qui conduisent à des résultats tout à fait inexacts quand on étudie les augmentations de tension (ou d'intensité) produites par l'association d'une bobine et d'un condensateur (en série ou en dérivation).

» On a considéré comme négligeable la dispersion des transformateurs, on pourra en tenir compte en supposant que les résistances mortes ont un léger coefficient de self-induction ; on peut également tenir compte des résistances ohmiques des bobines, et l'on doit même le faire quand ces résistances cessent d'être une petite fraction de la résistance morte R_1. Si l'on veut en tenir compte, il faut alors reprendre l'équation générale (1), et écrire au dénominateur un terme r égal à la résistance ohmique, et, à la place de L, une expression imaginaire

$$\frac{Z(\sin\varphi + \cos\varphi\sqrt{-1})}{\omega};$$

mais alors on retombe sur des complications de calcul très grandes et des équations de degré supérieur, à moins d'avoir affaire à un circuit très simple (v. note 4), et cette complication n'est nullement justifiée quand la résistance ohmique n'est qu'une petite fraction de l'impédance.

» Quelque méthode que l'on emploie, un résultat s'impose, c'est que l'existence d'une résistance assez modérée non inductive, reliant les deux armatures du condensateur, produit un amortissement considérable et une augmentation très notable de la durée de la période des régimes libres ; les calculs ci-dessus montrent comment on peut réduire β bien au-dessous de la valeur de ω, et éviter ainsi toute surélévation dangereuse. Il ne peut être question de laisser en service cette résistance, mais elle pourrait se trouver mise automatiquement en service, lorsqu'une manœuvre que l'on a des raisons de supposer dangereuse est néanmoins commandée par les nécessités de l'exploitation : les résistances que l'on introduit aujourd'hui dans les parafoudres à intervalle d'air jouent en partie ce rôle.

» La question des accidents sur réseaux alternatifs, même limitée, comme elle l'a été aujourd'hui, aux réseaux d'éclairage, est loin d'être épuisée. M. Picou a parlé des interrupteurs à huile sur lesquels les Américains fondent de si grandes espérances, et a rappelé l'opinion qui attribue à ces appareils la faculté de choisir le moment le plus favorable pour produire la rupture ; une telle théorie ne semble pas nécessaire ; je serais plutôt porté à penser que dans l'air l'arc se rallume à une bien plus grande distance que dans l'huile, et que le régime pseudo-périodique de l'arc dans l'air exagère et prolonge les perturbations observées. Le mode de rupture peut encore avoir une autre influence : on a supposé que les deux fils du câble avaient à chaque instant le même potentiel dans toute leur longueur ; il n'en est pas ainsi ; mais, à moins de réseaux d'une longueur extraordinaire, ce fait ne joue aucun rôle appréciable ni dans le régime permanent, ni dans les régimes libres ; il n'en est pas moins vrai que la perturbation naît brusquement en un point déterminé du câble, puis se propage comme une onde en gardant un front plus ou moins raide, et dont l'amplitude va plutôt en diminuant tant que le câble reste uniforme ; mais, si les conditions électriques changent, si un appareil est branché sur le câble ou si celui-ci est enroulé en spirale, il y a, à l'entrée des bobines inductives, des points où pendant un temps très court des tensions dangereuses peuvent se produire ; l'étude de ces phénomènes échappe à l'analyse ci-dessus ; elle est cependant indispensable pour comprendre la localisation (en dehors des défauts de cons-

truction) en certains points fixes d'un réseau. »

Note 1. — Pour illustrer cette méthode, je prendrai un exemple extrême, qui est la plus grande épreuve à laquelle un réseau puisse être soumis ; je suppose tous les appareils (les primaires des transformateurs) débranchés, le réseau isolé et la machine reliés ; la machine est mise en court-circuit, puis ce court-circuit rompu ; après la rupture, le régime est la superposition d'un régime permanent (toutes résistances négligées)

$$i_1 = \frac{-\mathrm{E} \cos \omega t}{\left(\mathrm{L}\omega - \frac{1}{\mathrm{C}\omega}\right)}, \qquad u_1 = \frac{-\mathrm{E} \sin \omega t}{(\mathrm{CL}\omega^2 - 1)}$$

et d'un régime libre ($\beta^2\mathrm{CL} = 1$)

$$i_2 = \mathrm{C}\beta\mathrm{H} \cos(\beta t - \varphi), \qquad u_2 = \mathrm{H} \sin(\beta t - \psi).$$

A l'époque θ de la rupture, le courant total $i_1 + i_2$ doit être le courant de court-circuit dans la machine et le potentiel nul au condensateur, d'où deux équations

$$\mathrm{C}\beta\mathrm{H} \cos(\beta\theta - \psi) = \frac{\mathrm{E} \cos \omega\theta}{(\mathrm{CL}\omega^2 - 1)\,\mathrm{L}\omega}, \quad \mathrm{H} \sin(\beta\theta - \psi) = \frac{\mathrm{E} \sin \omega\theta}{\mathrm{CL}\omega^2 - 1}$$

qui détermine H et ψ, c'est-à-dire le régime libre quand on connaît l'instant de la rupture ; on en déduit

$$\frac{\mathrm{H}^2}{\mathrm{E}^2} = \frac{1}{(\mathrm{CL}\omega^2 - 1)^2}\left(\frac{\cos^2 \omega\theta}{\mathrm{C}^2\mathrm{L}^2\omega^2\beta^2} + \sin^2 \omega\theta\right) = \frac{\beta^4}{(\omega^2 - \beta^2)^2} \left(\frac{\beta^2}{\omega^2} \cos^2\omega\theta + \sin^2\omega\theta\right).$$

La valeur de $\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{E}}$ dépend donc du moment choisi pour la rupture ; si $\omega > \beta$, sa plus grande valeur est $\frac{\beta^2}{\omega^2 - \beta^2}$ et correspond à la rupture sur le courant maximum. Si c'est β qui est le plus grand, la plus grande valeur $\frac{\beta^3}{\omega(\beta^2 - \omega^2)}$ correspond à la rupture au moment où le courant est nul. La valeur la plus dangereuse de la capacité est naturellement celle qui correspond à la résonance où $\omega = \beta$.

Dans l'installation à laquelle M. Picou fait allusion, cette condition est loin d'être réalisée, car

$$\mathrm{CL}\omega^2 = \left(\frac{\omega}{\beta}\right)^2 = 0{,}016.$$

Note 2. — L'énergie emmagasinée dans le condensateur est $\frac{1}{2}\mathrm{C}\omega^2$; dans le transformateur $\frac{1}{2}\mathrm{L}i^2$, u est une fonction U sin ωt du temps et i une fonction sinusoïdale en retard sur u du décalage φ ; l'énergie totale

$$\frac{1}{2}\mathrm{CU}^2 \sin^2\omega t + \frac{1}{2}\mathrm{LI}^2 \sin^2(\omega t - \varphi)$$

est donc variable avec le temps, si on l'écrit

$$\frac{1}{2}\left[\sin^2\omega t\,(\mathrm{CU}^2 + \mathrm{LI}^2\cos^2\varphi) - \frac{\mathrm{LI}^2}{2}\sin 2\omega t \sin 2\varphi + \mathrm{LI}^2\cos^2\omega t \sin^2\varphi\right]$$

ou

$$\frac{1}{2}\left[\frac{(\mathrm{CU}^2 + \mathrm{LI}^2)}{2} - \frac{(\mathrm{LI}^2\cos 2\varphi + \mathrm{CU}^2)}{2}\cos 2\omega t - \frac{\mathrm{LI}^2}{2}\sin 2\varphi \sin 2\omega t\right]$$

et oscille entre

$$\frac{1}{4}\left(\mathrm{CU}^2 + \mathrm{LI}^2 \pm \sqrt{\mathrm{C}^2\mathrm{U}^4 + \mathrm{L}^2\mathrm{I}^4 + 2\mathrm{LCU}^2\mathrm{I}^2\cos 2\varphi}\right)$$

suivant le moment considéré, c'est-à-dire dans l'exemple de M. Picou, entre

$$\frac{1}{2}\left(2.10^{-6}.\overline{3000}^2 + 2{,}12.9 \pm \sqrt{324 + 565{,}5 + 235}\right) = \frac{1}{2}(39{,}8 \pm 33{,}5) \text{ joules.}$$

Le maximum est donc 36,6 joules qui, répartis sur le condensateur seul, donneraient

$$\sqrt{\frac{2 \times 36{,}6 \times 10^6}{2}} = 6050 \text{ volts.}$$

Mais il faudrait tenir compte : 1° de ce que les transformateurs absorbent 50 joules au moins par cycle (ce serait une perte de moins de 1 p. 100 de la puissance totale) et que, si le réseau était en charge au moment de la rupture, les résistances mortes absorbent aussi une quantité notable d'énergie. En tout cas, la rupture brusque, les transformateurs étant reliés, ne peut causer une tension dangereuse ; les choses sont toutes différentes quand on rompt un court-circuit, parce que l'énergie emmagasinée dans l'alternateur peut atteindre une valeur bien plus considérable (dans l'exemple de M. Picou, L = 0,083 h., $\mathrm{I}_{\mathrm{eff}}$ = 115 A, LI^2 = 1 100 joules)

que celle du câble et des transformateurs, et enfin qu'il y a encore une source d'énergie mécanique disponible : c'est la présence de cette réserve dans l'alternateur qui rend la rupture dangereuse.

NOTE 3. — Soit $\Phi = He^{-\alpha t} \sin \beta t$ le flux qui a nécessairement la même valeur dans toutes les bobines, le potentiel du condensateur est $\frac{d\Phi}{dt}$ ou $He^{-\alpha t}(-\alpha \sin \beta t + \beta \cos \beta t)$ et le courant dans les résistances mortes $\frac{1}{R_1}\frac{d\Phi}{dt}$, tandis que le courant total de *décharge* est

$$-C\frac{dU}{dt} = CHe^{-\alpha t}[(\alpha^2 - \beta^2)\sin \beta t - 2\alpha\beta \cos \beta t].$$

Le courant dans les bobines d'alternateurs est le flux divisé par le coefficient de self-induction, soit $\frac{\Phi}{L}$, mais, dans les primaires de transformateurs, il est en avance d'un angle $\frac{\pi}{2} - \varphi$ sur ce flux, soit

$$\frac{\Phi}{z}e^{-\alpha t}\sin\left(\beta t + \frac{\pi}{2} - \varphi\right) = \frac{\Phi}{z}e^{-\alpha t}(\sin\beta t \sin\varphi + \cos\beta t\cos\varphi)$$

(l'angle φ ainsi choisi détermine par son cosinus le facteur de puissance) ; le courant de décharge étant à chaque instant la somme de tous les autres, on doit avoir

$$C(\alpha^2 - \beta^2) - \frac{\alpha}{R_1} + \frac{1}{L} + \frac{\sin\varphi}{z} = 0,$$
$$-2\alpha\beta C + \frac{\beta}{R_1} + \frac{\cos\varphi}{z} = 0;$$

or, si l'on remplace dans ces équations α et β par leurs valeurs, il vient pour la première

$$C\left(\frac{1}{LR_1^2C^2} + \cos\varepsilon\sqrt{\frac{K}{C}}\frac{1}{R_1C} + \frac{K}{C}\cos 2\varepsilon\right) - \left(\frac{1}{2R_1^2C} + \frac{1}{R_1}\sqrt{\frac{K}{C}}\cos\varepsilon\right) + \frac{1}{L} + \frac{\sin\varphi}{z} = 0.$$

ce qui est une identité à cause de

$$K\cos 2\varepsilon = \frac{1}{LR_1^2C}\,\frac{1}{L} + \frac{\sin\varphi}{z}$$

et, pour la seconde,

$$-\left(\frac{1}{R} + 2\cos\varepsilon\frac{C}{K}\sqrt{\frac{K}{C}}\right)\sin\varepsilon\sqrt{\frac{K}{C}} + \frac{1}{R_1}\sqrt{\frac{K}{C}}\sin\varepsilon + \frac{\cos\varphi}{z} = 0.$$

qui est encore une identité à cause de

$$K\sin 2\varepsilon = +\frac{\cos\varphi}{z}.$$

On se rappelle que z est $\frac{z}{\omega}$, si Z est l'impédance, à vide, à la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$.

NOTE 4. — Le circuit contient simplement un condensateur de capacité de C, un transformateur dont l'indépendance est Z à la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ et une résistance r en série (y compris la résistance ohmique du primaire) ; le condensateur est shunté par une résistance morte R_1 en dérivation sur ses armatures ; cos φ représente le facteur de puissance à vide du transformateur ; z désigne le quotient $\frac{Z}{\omega}$.

Soit $i_t = He^{-\alpha t}\sin\beta t$ le courant du transformateur ; $u - ri$, la force contre-électromotrice du primaire, est en avance de l'angle φ sur le courant i_t ; cette force serait $z\frac{di_t}{dt}$ si le flux était en phase avec le courant, c'est-à-dire

$$zHe^{-\alpha t}(-\alpha\sin\beta t + \beta\cos\beta t),$$

tandis que ce flux est en retard de $\frac{\pi}{2} - \varphi$ sur le courant, de sorte que sa dérivée est

$$zHe^{-\alpha t}[\alpha\cos(\beta t - \varphi) + \beta\sin(\beta t + \varphi)].$$

Il en résulte

$$u = He^{-\alpha t}[r\sin\beta t + z\alpha\cos(\beta t + \varphi) + z\beta\sin(\beta t + \varphi)].$$

En écrivant que le courant de décharge du condensateur est la somme des courants à travers la résistance et le courant i_t, il vient, pour le régime des oscillations libres,

$$C\frac{du}{dt} + u + i_t = 0;$$

on remplacera u et i_t par leurs valeurs et l'on aura une équation qui doit être satisfaite quel que soit t ; or, pour $\beta t + \varphi = 0$, on a

$$i_t = -He^{-\alpha t}\sin\varphi, \quad u = He^{-\alpha t}(-r\sin\varphi + z\alpha),$$
$$\frac{du}{dt} = He^{\alpha - t}[\alpha r\sin\varphi + \beta r\cos\varphi + (\beta^2 - \alpha^2)z]$$

et, pour $\beta t + \varphi = \frac{\pi}{2}$,

$$i_t = He^{\alpha - t}\cos\varphi, \quad u = He^{-\alpha t}(r\cos\varphi + z\beta),$$
$$\frac{du}{dt} = He^{-\alpha t}(-\alpha r\cos\varphi + \beta r\sin\varphi - 2\alpha\beta z)$$

et, par suite,

$$C[\alpha r \sin\varphi + \beta r \cos\varphi + z(\beta^2 - \alpha^2)] + \frac{1}{R_1}(\alpha z - r\sin\varphi) - \sin\varphi = 0,$$

$$C(-\alpha r\cos\varphi + \beta r\sin\varphi - 2\alpha\beta z) + \frac{1}{R_1}(\beta z + r\cos\varphi) + \cos\varphi = 0.$$

En résolvant ces deux équations par rapport à α et β, on est amené à introduire deux quantités auxiliaires, ε et K_1, cette dernière essentiellement positive, définies par

$$K_1\cos 2\varepsilon = \frac{1}{R_1^2C^2} - \frac{r^2}{z^2}\cos 2\varphi - \left(\frac{2r}{R_1Cz} + \frac{4}{Cz}\right)\sin\varphi.$$

$$K_1\sin 2\varepsilon = \frac{r^2}{z^2}\sin 2\varphi + \left(\frac{2r}{R_1Cz} + \frac{4}{Cz}\right)\cos\varphi.$$

Les valeurs de α et β sont alors

$$\alpha = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{R_1C} - \frac{r}{z}\sin\varphi + \cos\varepsilon\sqrt{K_1}\right).$$

$$\beta = \frac{1}{2}\left(\frac{r}{z}\cos\varphi + \sin\varepsilon\sqrt{K_1}\right).$$

La valeur de $\sqrt{K_1}$ sera toujours positive, et, entre les valeurs égales et de signe contraire de $\cos\varepsilon$ et $\sin\varepsilon$, il faut choisir celle que donne α positif; celui-ci tend vers $\frac{1}{R_1C}$ à mesure que R_1 diminue. Si l'on veut faire une application numérique à l'exemple cité par M. Picou, on prendra

$$C = 2.10^{-6}, \quad r = 1, \quad z \doteq \frac{1\,000}{314}$$

ou

$$\frac{r}{z} = 0{,}314, \quad \cos\varphi = 0{,}65, \quad \sin\varphi = 0{,}76$$

et l'on verra que le changement subi par les valeurs de α et β en posant $r = 0$ au lieu de 1 est insignifiant; il n'en serait peut-être pas de même si l'induit de l'alternateur était relié au condensateur; les éléments manquent pour faire ce calcul, car si M. Picou fait connaître Z pour l'alternateur, d'où l'on déduit

$$\frac{r}{z} = \frac{314 \times 2}{26} = 12{,}08,$$

il n'indique pas la valeur du $\cos\varphi$ qui n'a pas été mesuré.

L'idée de majorer la résistance ohmique d'un alternateur n'est pas nouvelle; tout le monde sait que cette majoration est indispensable lorsque l'on veut tracer *a priori* la courbe de réaction d'induit, mais on se borne fort arbitrairement à doubler cette résistance, tandis qu'on trouve dans l'hystérésis et les courants de Foucault les éléments d'une évaluation rationnelle

Toutefois, l'introduction de ce nouvel élément dans la recherche des régimes libres apporterait dans les calculs une complication énorme; si l'on se reporte à ce qui a été dit au sujet des circuits sans hystérésis, on comprendra que l'introduction d'un appareil, pour lequel le rapport $\frac{r}{z}$ est différent des autres, élève le degré de l'équation à résoudre; que, si un appareil comprend avec un condensateur deux bobines de types différents, ce n'est plus un, mais deux régimes libres qui seront possibles, de sorte que le régime réel pourra être la superposition de deux régimes fort différents, l'un très amorti, par exemple, tandis que l'autre le sera à peine. La superposition de ces courbes donnerait une courbe à forme exponentielle, en gros, avec des dentelures, dont le tracé serait fort différent de celui de la courbe dite *théorique*. Or, ce cas se présente lorsque, pour étudier les régimes libres d'une bobine d'induction reliée à un condensateur par exemple, on trouble ce régime par l'adjonction des appareils de mesure.

Séance du 1er juin 1904.

La discussion sur les surtensions dans les canalisations électriques a continué. M. de Marchéna pense que dans une installation faite dans de bonnes conditions avec un bon matériel, il n'y a pas beaucoup à craindre en pratique les accidents dus aux surtensions causées soit par courts-circuits, soit par les harmoniques. M. Brylinski, se plaçant au point de vue économique trouve que si l'on augmentait le coefficient de sécurité dans le rapport indiqué par M. Picou pour les réseaux de 15 à 30 000 volts la dépense serait considérable.

M. Swyngedauw fait ensuite une communication sur la « Densité de courant et tension les plus avantageuses pour les transmissions d'énergie ». Il indique les formules les plus simples pour trouver la densité la plus avantageuse.

Enfin M. Loppé présente un « Nouveau système d'éclairage électrique des voitures de chemin de fer » qui repose sur l'emploi d'une dynamo avec réglage électrique de la tension.

A. B.

Le Gérant : Ch. COINTE.

Tome XL — Samedi 16 Juillet 1904. — 11e Année. — N° 29

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

ÉTUDE THÉORIQUE

SUR LES MOTEURS MONOPHASÉS A COLLECTEURS

(Suite et fin.)

DISPOSITIF WINTER-EICHBERG, AVEC TRANSFORMATEUR-SÉRIE DANS LE CIRCUIT D'EXCITATION

La figure 5 montre le dispositif adopté par MM. Winter et Eichberg et dont on trouve la description détaillée dans le n° 14 de *L'Éclairage Électrique*, p. 14.

On voit que les balais court-circuités sont dirigés invariablement suivant la ligne polaire primaire et que perpendiculairement à cette direction, sont calés les balais série reliés au secondaire d'un transformateur-série, dont le rapport de transformation est réglable.

Il paraît intéressant d'envisager l'influence que la variation de ce rapport de transformation peut avoir sur le fonctionnement du moteur compensé.

Le dispositif est contenu dans le cas général auquel répondent les équations fondamentales (1), (2) et (3). Nous n'avons qu'à poser, à cet effet, $\Theta = 0$ et dans l'équation (2) :

$$\mathcal{L}_2 = k^2\mathcal{L}, \quad \mathfrak{M}'_2 = k\mathfrak{M}, \quad \mathfrak{M}'_{12} = k\mathfrak{M},$$

et dans l'équation (3) :

$$\mathfrak{M}'_2 = k\mathfrak{M},$$

ce qui revient à supposer le circuit *cd* distinct et indépendant du circuit *ab* (fig. 1) et ayant *k* fois plus de spires que l'enroulement statorique.

Il est facile de reconnaître que l'on pourrait tout aussi bien admettre les enroulements statorique et rotorique bobinés pour deux tensions différentes. On obtient dans les deux

cas pour le courant de démarrage :

$$\overline{\mathcal{I}_{1.d}} = \frac{\mathcal{E}}{i\omega_1 \mathcal{L} k^2}$$

et pour le courant d'alimentation en marche :

$$\overline{\mathcal{I}_1} = \overline{\mathcal{I}_{1.d}} \left[\frac{\cos \psi}{2} \pm \sqrt{\frac{\cos^2 \psi}{4} + k^2 \sin^2 \psi} \right] e^{i\psi}$$

avec

$$\text{tg}\ \psi = \frac{\omega_1 \omega_2}{k(\omega_1^2 - \omega_2^2)}$$

Le courant au synchronisme devient :

$$\mathcal{I}_s = \mathcal{I}_{1,d} k$$

et la tension entre les balais série

$$\overline{\mathcal{E}_2} = \frac{\mathcal{I}_1 i \mathcal{L}}{\omega_1} (\omega_1^2 - \omega_2^2) k^2$$

Quel que soit donc le rapport k, toujours est-il que la tension $\mathcal{E}_2$, et implicitement la tension lamellaire $\overline{e_4}$ sous les balais court-circuités, ne seront nulles qu'au synchronisme ; on ne saurait donc, en influençant l'excitation, rendre la tension e_4 nulle à un régime autre que synchrone.

La tension au démarrage entre les balais-série étant :

$$\overline{\mathcal{E}_{2.d}} = \mathcal{I}_{1,d} i\omega_1 \mathcal{L} k^2 = \mathcal{E}$$

on voit qu'avec $k < 1$, et en supposant le nombre de spires des bobines élémentaires réduit dans le même rapport, la tension lamellaire $e_{4,d}$ au démarrage restera la même quel que soit la valeur de k. Avec un sectionnement donné du collecteur on ne peut donc nullement agir sur la tension lamellaire $e_{4,d}$ en variant k, tant que la tension d'alimentation $\mathcal{E}$ reste constante.

Pour le couple enfin on a :

$$C = \frac{k \mathfrak{M} . \mathcal{I}_1^2}{2}$$

soit, au démarrage :

$$C_d = \frac{\mathcal{E}^2}{2\omega_1^2 \mathcal{L}} \cdot \frac{1}{k^3}$$

et au synchronisme :

$$C_s = \frac{\mathcal{E}^2}{2\omega_1^2 \mathcal{L}} \frac{1}{k}$$

Les couples C_d et C_s varient donc en raison inverse avec k.

Il est facile de voir qu'une diminution de k a pour effet d'agrandir le couple, et d'autre part on reconnaît aisément, qu'en maintenant le couple de démarrage constant, $e_{4,d}$ sera d'autant plus faible que k sera petit. Ceci était d'ailleurs évident *a priori*, et n'est que la simple confirmation de la règle bien connue, qui tend à limiter le rapport :

$$\frac{\text{tension entre les balais série}}{\text{nombre de lames du collecteur}}$$

Les diagrammes polaires pour les cas $k \lesseqgtr 0$ ne sont guère différents de ceux que nous

avons obtenus précédemment, nous n'avons, dans l'expression pour $\mathfrak{J}_1$, qu'à identifier k^2 avec $\frac{1}{1-\sin\theta}$. Cependant les valeurs de $k < \sqrt{\frac{1}{2}}$ donnent lieu à une série de courbes nouvelles qui nous avaient échappé jusqu'ici. La valeur $k = \frac{1}{2}$ nous dònne en particulier la cardioïde proprement dite. Si k diminue encore davantage, la bitangente inférieure de la quadrique se rapproche de plus en plus de l'axe polaire OE et, à la limite, lorsque k devient infiniment petit, la quadrique se confond avec le cercle ayant $\overline{\mathfrak{J}}_{1,d}$ comme diamètre ; dans ce cas $\mathfrak{J}_{1,d}$ est infiniment grand, si $\overline{\mathfrak{C}}$ est fini bien entendu, et le lieu géométrique de $\mathfrak{J}_1$ sera donc l'axe polaire.

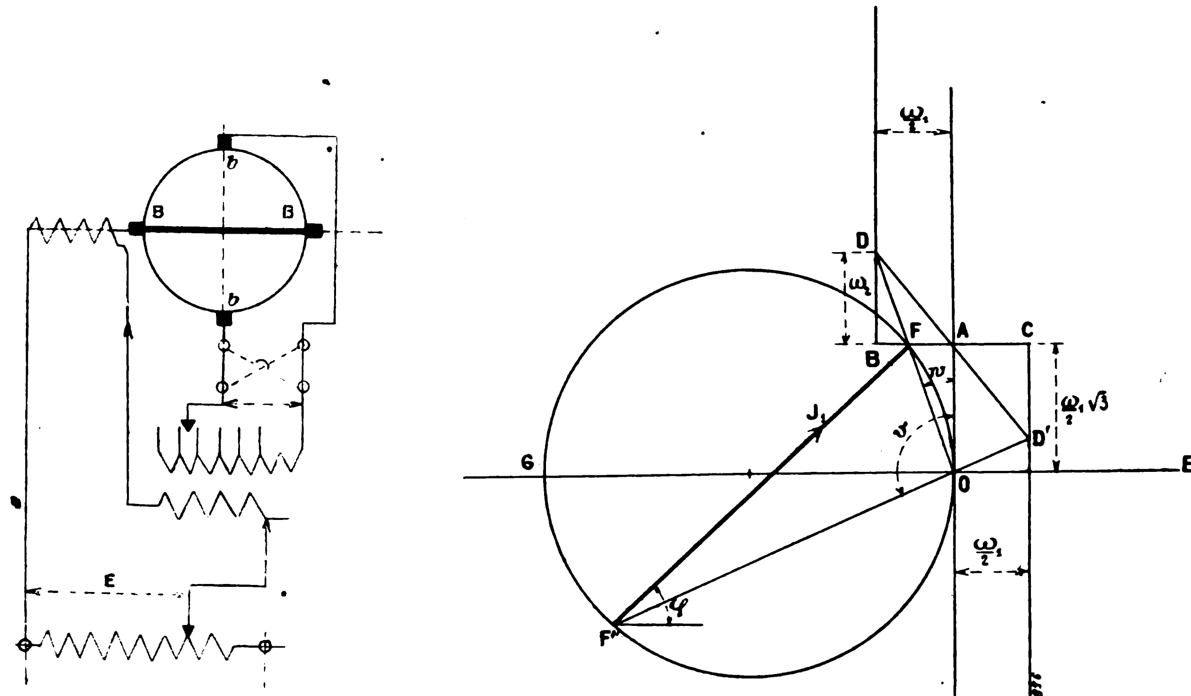


Fig. 5 et 6.

Une différence essentielle entre le cas $k < 0$ et les cas considérés précédemment $\left[\theta \lesseqgtr 0\right]$, réside dans ce qu'au synchronisme, on a avec $k \lesseqgtr 1$ toujours $\cos\varphi = 1$, étant donné que pour $\omega_1 = \omega_2$, $\operatorname{tg}\psi$ devient infini pour tous les k. En tenant compte des fuites, on n'atteindra même pas $\cos\varphi = 1$ au synchronisme. Le dispositif Winter-Eichberg, tel qu'il ressort de la figure 5, ne permet donc pas, évidemment, d'affecter le moteur compensé à la production de courant déwatté, décalé en avant au synchronisme.

La discussion complète des différentes formes auxquelles donnent lieu les cas $\theta \lesseqgtr 0$ et $k \lesseqgtr 1$ serait intéressante et peu difficile, mais la place qu'elle prendrait ne serait, dans une revue technique, dans aucun rapport avec la portée pratique du sujet.

Réprésentation du courant d'alimentation en fonction de la vitesse de rotation.

Dans bien des cas pratiques le problème se pose de la façon suivante : on demande pour une vitesse ω_2 donnée, le courant d'alimentation avec son décalage — ou, comme disent les

Américains, la *perméance* de l'appareil — et toutes les grandeurs qui en dépendent.

Il va de soi, que dans ce cas une méthode graphique directe, tournant la construction explicite de la quartique, serait préférable.

Or, on voit immédiatement, en partant de l'expression primitive pour le courant d'alimentation :

$$\bar{\mathfrak{I}}_1 = \bar{\mathfrak{I}}_{1,d} \frac{\omega_1^2}{\omega_1^2 - i\omega_1\omega_2 \dfrac{\cos \Theta}{1 + \sin \Theta} - \dfrac{\omega_2^2}{1 + \sin \Theta}} = \mathfrak{I}_{1 \cdot d} \frac{\omega_1^2}{f(\omega_2)},$$

que le mode de procéder, propre à ce cas, consiste, sans doute, à décomposer $\frac{1}{f(\omega_2)}$ en fractions partielles, de sorte que l'égalité

$$\frac{1}{f(\omega_2)} = \frac{A}{\omega_2 - \omega'_2} + \frac{B}{\omega_2 - \omega''_2}$$

soit vérifiée identiquement, ω'_2 et ω''_2 étant les racines de l'équation $f(\omega_2) = 0$, et A et B deux constantes arbitraires desquelles nous pouvons disposer librement.

Envisageons, à titre d'exemple, le cas où le décalage des balais $\Theta = 0$. $f(\omega_2) = 0$ nous donne alors les racines conjuguées :

$$\omega'_2 = -i\frac{\omega_1}{2} + \frac{\omega_1}{2}\sqrt{3}$$

$$\omega''_2 = -i\frac{\omega_1}{2} - \frac{\omega_1}{2}\sqrt{3}$$

En opérant comme nous venons de l'indiquer, on obtient

$$A = -B = \frac{1}{\omega_1\sqrt{3}}$$

et

$$\bar{\mathfrak{I}}_1 = \bar{\mathfrak{I}}_{1 \cdot d} \frac{1}{\omega_1\sqrt{3}} \left[\frac{1}{\omega_2 + i\dfrac{\omega_1}{2} - \dfrac{\omega_1}{2}\sqrt{3}} - \frac{1}{\omega_2 + i\dfrac{\omega_1}{2} + \dfrac{\omega_1}{2}\sqrt{3}} \right]$$

et, si enfin on pose :

$$\operatorname{tg} v = \frac{\dfrac{\omega_1}{2}}{\omega_2 - \dfrac{\omega_1}{2}\sqrt{3}}$$

et

$$\operatorname{tg} w = \frac{\dfrac{\omega_1}{2}}{\omega_2 + \dfrac{\omega_1}{2}\sqrt{3}}$$

il vient définitivement :

$$\bar{\mathfrak{I}}_1 = \bar{\mathfrak{I}}_{1,d} \frac{2}{\sqrt{3}} (\sin v e^{-iv} - \sin w e^{-iw})$$

La construction de $\bar{\mathfrak{I}}_1$ peut être effectuée, à présent, très simplement.

Prenons horizontalement, (fig. 6), le vecteur de la tension d'alimentation OE comme axe des abscisses et portons verticalement en O une longueur $OA = \frac{\omega_1}{2}\sqrt{3}$. Faisons ensuite sur l'horizontale menée par A, $AC = BA = \frac{\omega_1}{2}$ et faisons passer par B et C deux parallèles à l'axe

des ordonnées ; portons ensuite sur la verticale par B, positivement et toujours à la même échelle, la vitesse $\omega_2 = BD$, pour laquelle on s'est proposé de donner $\mathfrak{J}_1$. Fixons maintenant sur l'axe des abscisses négatives une longueur $OG = \mathfrak{J}_{1,d} \frac{2}{\sqrt{3}}$ et décrivons sur OG comme diamètre une circonférence. Si enfin nous menons par D et A une droite rencontrant la verticale par C en D′, les rayons vecteurs OD et OD′ couperont le cercle en deux points F et F′ dont la droite de jonction FF′ nous représente le courant d'alimentation $\mathfrak{J}_1$ en grandeur et direction.

Il est facile de vérifier que :

$$\sphericalangle\, AOD = -w$$

$$\sphericalangle\, AF'O = -v$$

$$\overline{OF'} = \mathfrak{J}_{1,d} \frac{2}{\sqrt{3}} \sin v e^{-iv}$$

$$\overline{OF} = \mathfrak{J}_{1,d} \frac{2}{\sqrt{3}} \sin w e^{-iw}$$

On voit que la valeur maxima de $\mathfrak{J}_1$ intervient au moment où $\overline{FF'}$ devient diamètre, et où on a, en concordance avec ce qui a été obtenu précédemment :

$$(\mathfrak{J}_1)_{max} = \mathfrak{J}_{1,d} \frac{2}{\sqrt{3}}$$

Nous pensons que ces quelques indications suffisent pour caractériser la méthode et de permettre aisément une extension aux cas $\Theta \lesseqgtr 0$.

INFLUENCE DE LA DISPERSION MAGNÉTIQUE SUR LE FONCTIONNEMENT DU MOTEUR MONOPHASÉ COMPENSÉ

Soient $d_1 = \frac{l_1}{\mathfrak{L}_1}$ et $d_2 = \frac{l_2}{\mathfrak{L}_2}$ les coefficients de dispersion magnétique primaire et secondaire, et $\mu_1 = 1 + d_1$ et $\mu_2 = 1 + d_2$ les coefficients d'inductance correspondants. En admettant une même dispersion magnétique secondaire suivant les directions *ab* et *cd* (fig. 1), et en observant que les champs de fuite de l'armature agissent également par induction dynamique sur les branches secondaires en quadrature avec eux, les équations fondamentales peuvent s'écrire, avec les conventions que l'on connaît :

$$\overline{\mathcal{E}}_1 = i\omega_1\mu_1\mathfrak{L}\overline{\mathfrak{J}}_1 + i\omega_1 \mathfrak{M} \cos\Theta\overline{\mathfrak{J}}_2 + i\omega_1 \mathfrak{M} \sin\Theta\overline{\mathfrak{J}}_1$$
$$\overline{\mathcal{E}}_2 = i\omega_1\mu_2\mathfrak{L}\overline{\mathfrak{J}}_1 + i\omega_1\mathfrak{M} \sin\Theta\overline{\mathfrak{J}}_1 + \omega_2\mu_2\mathfrak{M}\overline{\mathfrak{J}}_2 + \omega_2\mathfrak{M} \cos\Theta\overline{\mathfrak{J}}_1$$
$$0 = i\omega_1\mu_2\mathfrak{L}\overline{\mathfrak{J}}_2 + i\omega_1\mathfrak{M} \cos\Theta\overline{\mathfrak{J}}_1 - \omega_2\mu_2\mathfrak{M}\overline{\mathfrak{J}}_1 - \omega_2\mathfrak{M} \sin\Theta\overline{\mathfrak{J}}_1$$

Si nous résolvons comme précédemment ces équations d'après $\overline{\mathfrak{J}}_1$, il vient :

$$\overline{\mathfrak{J}}_1 = \overline{\mathfrak{J}}_{1.d}\left[\frac{\cos\psi}{2} \pm \sqrt{\frac{\cos^2\psi}{4} + m^2\sin^2\psi}\right] e^{i\psi}$$

avec

$$\mathfrak{J}_{1.d} = \frac{\mathcal{E} . \mu_2}{i\omega_1\mathfrak{L}\,\{d + (\mu_2 + \sin\Theta)^2\}},$$

$$\text{tg}\,\psi = \frac{\omega_1\omega_2 \cos\Theta\,(\mu_2 + \sin\Theta)}{\omega_1^2\,\{d + (\mu_2 + \sin\Theta)^2\} - \omega_2^2\mu_2\,(\mu_2 + \sin\Theta)},$$

$$m^2 = \frac{\mu_2\,\{d + (\mu_2 + \sin\Theta)^2\}}{\cos^2\Theta\,(\mu_2 + \sin\Theta)}$$

et

$$d = d_1 + d_2 + d_1 d_2$$

Pour le couple on obtient aisément :

$$C = \frac{\mathfrak{M} \cos \Theta}{\mu_2} \cdot \frac{\mathfrak{J}_1^2}{2} (\mu_2 + \sin \Theta)$$

et pour la tension entre les balais-série :

$$\bar{\mathfrak{E}}_2 = \frac{i \bar{\mathfrak{J}}_1 \mathfrak{L}}{\omega_1} (\mu_2 + \sin \Theta) (\omega_1^2 - \omega_2^2)$$

On voit que l'influence de la dispersion magnétique ne devient comparativement notable qu'aux environs de $\Theta = -90°$.

Le couple, après avoir passé par un maximum, devient maintenant nul pour $\Theta = -90°$. le courant de demarrage $\mathfrak{J}_{1,d}$ restant fini à présent.

Pour le reste on reconnait que le diagramme de fonctionnement conserve son caractère géométrique. Dans les épures figures 2, 3 et 4 interviennent simplement, à côté des valeurs un peu différentes de $\mathfrak{J}_{1,d}$, m^2 comme expression modulaire au lieu de $\frac{1}{1 - \sin \Theta}$.

La tension entre les balais-série $\bar{\mathfrak{E}}_2$ ainsi que la tension lamellaire $\bar{e}_k$ sous les balais court-circuités *a* et *b* deviennent encore nulles au synchronisme comme auparavant.

Il est facile de reconnaître d'ailleurs que la représentation graphique du courant secondaire, de la vitesse de rotation ω_2 et de la tension lamellaire e_k ne diffère que quantitativement de celle que nous avons exposée en négligeant la dispersion magnétique des enroulements.

Pour $\Theta = 0$ on a par exemple :

$$\bar{\mathfrak{J}}_1 = \bar{\mathfrak{J}}_{1,d} \left[\frac{\cos \psi}{2} \pm \sqrt{\frac{\cos^2 \psi}{4} + (d + \mu_2^2) \sin^2 \psi} \right] e^{i\psi}$$

avec

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\omega_1 \omega_2 \mu_2}{\omega_1^2 d + \mu_2^2 (\omega_1^2 - \omega_2^2)}$$

et

$$\bar{\mathfrak{J}}_{1,d} = \frac{\mathfrak{E} \mu_2}{i \omega_1 \mathfrak{L} (d + \mu_2^2)}$$

On peut, dans ce cas, entrevoir facilement que la quartique, lieu du courant d'alimentation, est du genre $[\Theta' > 0]$, où Θ' suffit à l'équation :

$$\frac{1}{1 - \sin \Theta'} = d + \mu_2^2$$

Pour tenir compte de l'effet des fuites magnétiques il suffit donc de supposer décalés les balais par rapport au cas idéal d'un certain angle Θ' dans le sens de rotation, tout en introduisant la valeur plus exacte du courant de démarrage $\mathfrak{J}_{1,d}$ que nous venons de donner.

Au synchronisme on a

$$\operatorname{tg} \psi_s = \frac{\mu_2}{d}$$

donc pour le facteur de puissance :

$$\cos \varphi_s = \frac{\mu_2}{\sqrt{\mu_2^2 + d^2}} = 1 - \frac{1}{2}(d_1 + d_2)^2$$

si d_1 et d_2 sont petits à côté de 1.

Il résulte de là que pour le moteur compensé, les fuites magnétiques n'interviennent qu'en second ordre et n'ont plus sur le décalage la même influence que dans le cas des moteurs à induction ordinaires.

Avec un coefficient de dispersion $d_1 + d_2 = 0,10$ par exemple on aurait pour le moteur compensé, au synchronisme

$$\cos \varphi_s = 0,995$$

tandis que pour le moteur à répulsion et le moteur-série, ou le moteur à induction ordinaire, on aurait à la même vitesse tout au plus :

$$\cos \varphi = 0,83$$

Il va de soi, finalement, que la méthode de décomposition en fractions partielles peut tout aussi bien être appliquée qu'auparavant. Elle conduit en principe au même diagramme simple que nous avons exposé dans la figure 6 pour $[\Theta = 0]$.

D[r] Th. Lehmann.

LES GRANDES TURBINES WESTINGHOUSE PARSONS

La Société Westinghouse de Londres construit en ce moment pour le Métropolitain et pour le chemin de fer régional de Londres des turbines Parsons très remarquables. Elle n'a entrepris la construction des turbines à vapeur qu'il y a quatre ans environ. Les unités étaient alors de 600 HP. Elles atteignent maintenant 7 500 HP. Ces dernières peuvent produire une force maximum de 11 000 HP.

Les nouveaux types se distinguent par leur aspect compact et par leur faible vitesse.

L'espace occupé par une turbine de 7 500 HP est approximativement de 8,50 m sur 4 m, la hauteur totale étant de 3,60 m. Cet encombrement équivaut à 0,15 m² par HP. L'unité entière occupe une surface rectangulaire de 14,50 m de longueur sur 4 m de largeur, soit 0,25 m² par HP.

Les unités de 5 000 kilowatts marchent à 750 tours par minute, celles de 2 000 kilowatts à 1 200 ou 1 560 tours par minute, celles de 1 000 kilowatts à 1 500 ou 1 800 tours suivant la fréquence que l'on veut obtenir.

Le groupe repose sur une plaque de fondation unique fondue en deux sections. Sur la plaque de fondation sont boulonnés les socles, la boîte du générateur et le corps de la turbine.

La plaque de fondation elle-même n'est pas fixée aux fondations autrement que par son propre poids. Comme on le sait, la turbine Parsons se compose essentiellement d'un arbre portant une série de couronnes munies d'arbres analogues à la partie mobile d'une turbine hydraulique, et un corps cylindrique entourant le tambour précédent et muni intérieurement d'une série de couronnes directrices fixes s'intercalant entre les couronnes mobiles

précitées, enfin de deux paliers. Le manchon cylindrique horizontal fixe est d'une seule pièce pour les petites unités et de deux sections assemblées suivant le plan longitudinal pour les grandes unités.

Le socle du palier interne est solidement boulonné à la plaque de fondation, tandis que le socle du palier externe peut librement glisser dans des coulisses.

On empêche les fuites d'air de l'extérieur vers les espaces d'échappement du caisson à l'entrée de l'arbre par des boîtes à garniture sans friction. L'huile n'est pas employée. L'eau de condensation de la turbine est donc de l'eau distillée pure.

L'énergie est transmise à l'arbre du générateur par un couplage flexible tendu au point de jonction de façon que le déboulonnage de quelques pièces permet d'enlever une section de l'unité sans toucher à l'autre.

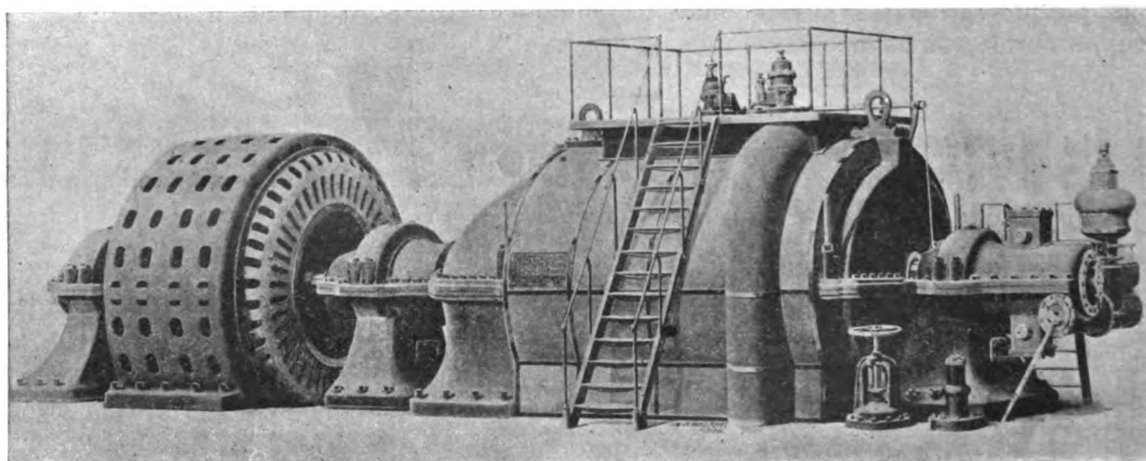


Fig. 1. — Turbo-dynamo Westinghouse 5 500 kilowatts.

Les paliers des grandes machines sont d'un type solide semblable à celui employé dans les générateurs et les moteurs à compoundage croisé. L'huile est fournie par un système central sous une légère pression. Le diamètre de l'arbre au palier d'une machine de 5 000 kilowatts est de 15 pouces (37 à 38 centimètres), ce qui est peu en comparaison des 34 pouces (85 centimètres) requis pour les arbres des machines ordinaires d'égale capacité.

Les deux demi-enveloppes se meuvent dans des directions opposées par des vis graduées. Le réglage une fois établi, est permanent, et ne doit jamais être repris en sous-œuvre.

La vapeur pénètre dans la turbine successivement à travers un robinet modérateur automatique et rapide, un robinet à main et la soupape d'admission principale.

Une caractéristique importante est la soupape qui admet la vapeur à haute pression dans le deuxième étage de la turbine en cas de surcharge dans le but d'augmenter jusqu'à 50 p. 100 la capacité. En proportionnant habilement la vapeur qui passe par cette soupape à la surcharge de la turbine, on peut faire le maximum d'économie et disposer en même temps d'une capacité de surcharge de réserve. La turbine n'a du reste à souffrir au point de vue économique que des surcharges excessives.

La soupape d'admission principale consiste en une valve à double action commandée par un petit piston, lequel à son tour est contrôlé par une petite soupape placée directement sous la dépendance du mécanisme régulateur.

La soupape admet la vapeur dans la turbine par bouffées dont la durée est proportionnée par le régulateur à la charge que supporte la turbine.

Cette méthode par intermittences corrige les gaspillages de vapeur et assure le maxi-

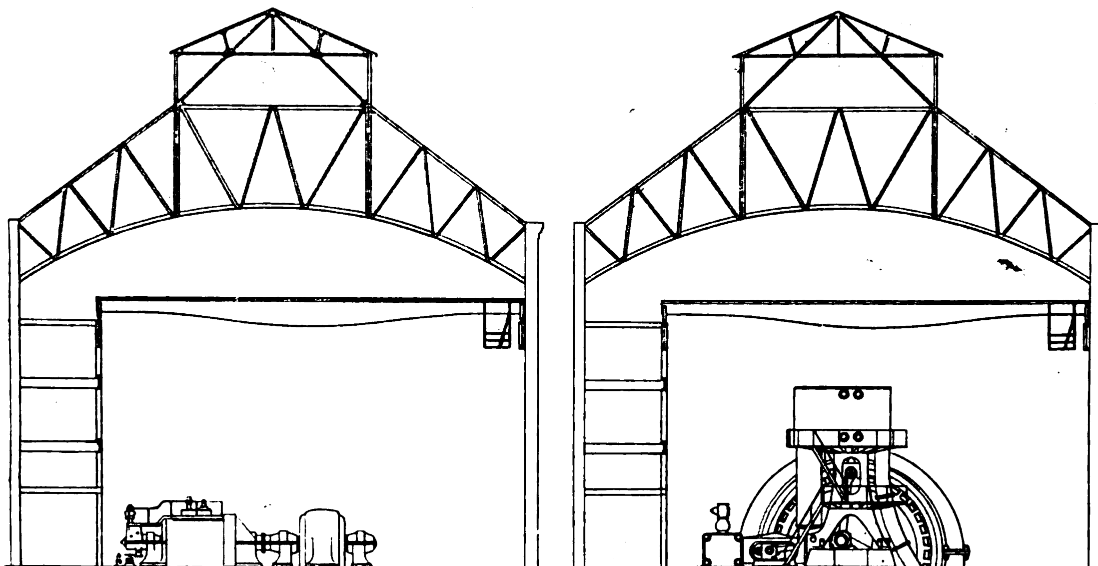


Fig. 2. — Encombrement comparatif d'une turbine Westinghouse (à gauche) et d'une machine à piston de même puissance (à droite)

mum d'économie en employant pour toutes les charges de la vapeur à la pression des chaudières.

A l'extrême bout de l'arbre de la turbine est moulé un colimaçon qui actionne un petit arbre transversal horizontal. Cet arbre actionne d'un côté la pompe à huile, de l'autre, par

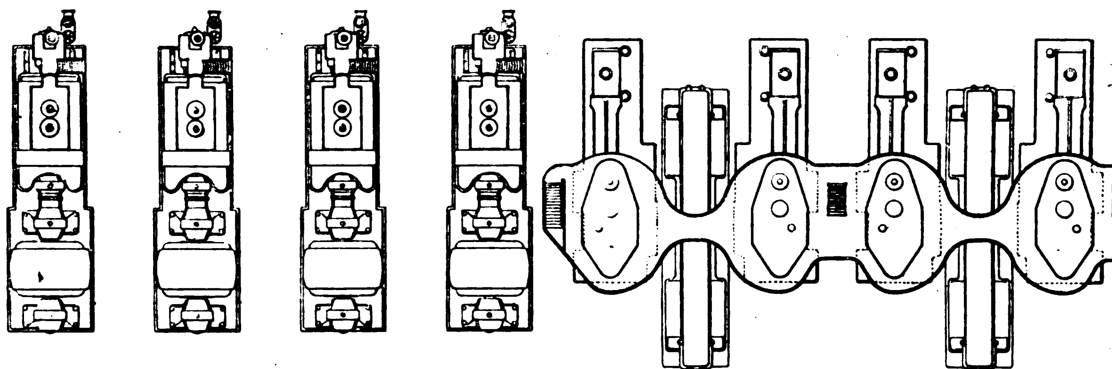


Fig. 3. — Encombrement comparatif de 4 unités 5 000 kilowatts (à gauche) Westinghouse et de deux groupes à machine compound de même puissance (à droite).

un engrenage conique, le régulateur. Un excentrique fournit le mouvement de va et vient nécessaire au fonctionnement de la soupape.

Le régulateur est du type centrifuge à boules. A l'extrême bout du socle externe est monté un régulateur de vitesse auxiliaire également du type centrifuge. Il peut être réglé de façon à décharger à une vitesse donnée une petite soupape qui contrôle avec la vapeur à

haute pression le fonctionnement du robinet à fermeture rapide déjà mentionné. A l'état normal, la soupape est ouverte par un piston différentiel. Au moment où la limite de vitesse est atteinte, l'excès de pression est enlevé et le robinet se ferme. Ce dispositif est uniquement destiné à éviter les accidents dus à l'excès de vitesse qui se produirait éventuellement à la suite du dérangement possible du régulateur.

Un graissage copieux est assuré à tous les paliers au moyen d'une pompe à piston actionnée par l'arbre hélicoïdal déjà mentionné. L'huile chaude qui revient des coussinets passe à travers un réfrigérateur spiralé en cuivre placé dans la plaque de fondation, puis revient au réservoir où la pompe la puise à nouveau. L'huile est partout à basse pression pour éviter l'érosion des parties frottantes, la surface des coussinets étant suffisante pour supporter le poids des parties tournantes.

Les générateurs ne présentent pas de particularités. Ils peuvent, s'il le faut, fournir directement du courant à 15 000 volts.

Les unités de 5000 kilowatts conviennent particulièrement pour les tramways à service intense.

J. Reyval.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

GÉNÉRATION ET TRANSFORMATION

Moteur à gaz Vogt, par **H. Humphrey**. *Engineering*, n° 1984.

Il n'a été construit jusqu'à présent qu'un modèle de 1 cheval 3/4 de ce moteur remarquable et cependant la consommation de gaz n'y a pas été supérieure à celle des moteurs actuels les plus puissants et les plus perfectionnés (320 à 350 litres par cheval-heure indiqué). Les caractéristiques essentielles de ce moteur sont les suivantes : deux explosions par tour, absence de refroidissement extérieur, l'explosion se faisant au-dessus d'une masse d'eau qui remplit le cylindre et la chambre de combustion, composition et compression du mélange constantes quelle que soit la charge du moteur ; température du cylindre inférieure à celle d'une machine à vapeur, absence de graissage du piston.

Les figures 1 et 2 ci-contre représentent des sections du moteur. Le cylindre C porte des chambres de combustion verticales B_1 B_2, le tout est rempli d'eau quand le piston est au début de sa course. En G_1 A_1 E se trouvent les soupapes de gaz, d'air et d'échappement, toutes commandées par des excentriques. L'air et le gaz sont envoyés dans le cylindre sous pression ; la pompe à gaz est mue par une bielle fixée à l'arbre principal, et la pompe à air est mise en mouvement par une tige fixée à l'arrière du piston. Une conduite d'eau de ville sert à injecter une certaine quantité d'eau à chaque coup de piston, sous chaque chambre verticale. Les soupapes d'eau K communiquent avec des soupapes L comprimées par un ressort à boudin et dont la fonction est de régler la quantité d'eau conservée dans le cylindre d'après la quantité de mélange admise à l'aspiration et de façon que la pression de compression soit constante.

Le piston étant dans la position de la figure 1 et l'espace libre au-dessus de l'eau dans la chambre B_2 étant rempli d'un mélange comprimé, ce dernier est enflammé par l'étincelle de la bougie I, la colonne d'eau refoule le piston vers B. Vers la fin de la course, la valve d'échappement s'ouvre et la pression tombe à celle de l'atmosphère. A ce moment, le niveau de l'eau est audessous de la soupape d'air A, qui s'ouvre et laisse pénétrer une certaine quantité d'air légèrement comprimée ; les produits de la combustion se trouvent complètement expulsés et remplacés par de l'air frais.

Si le moteur travaille à pleine charge, la soupape d'échappement se ferme aussitôt que le piston a dépassé le point mort, et en même temps du gaz sous pression est envoyé dans la

chambre B_2 ; le mélange est comprimé dans le retour du piston et le cycle recommence.

La quantité d'eau expulsée par la soupape K lors de la compression est, dans le cas présent, maxima, et le volume du mélange comprimé est celui qui est nécessaire pour obtenir la pression constante de compression qui est déterminée par la soupape de sûreté L. Si le moteur travaille à faible charge, la soupape d'échappement se ferme plus tard et la soupape d'admission du gaz s'ouvre plus tard ; une quantité d'eau plus faible est expulsée, mais la pression de compression est toujours la même.

Ces considérations indiquent immédiatement le rôle du régulateur quand la charge décroît, à savoir, retard de la fermeture de l'échappement,

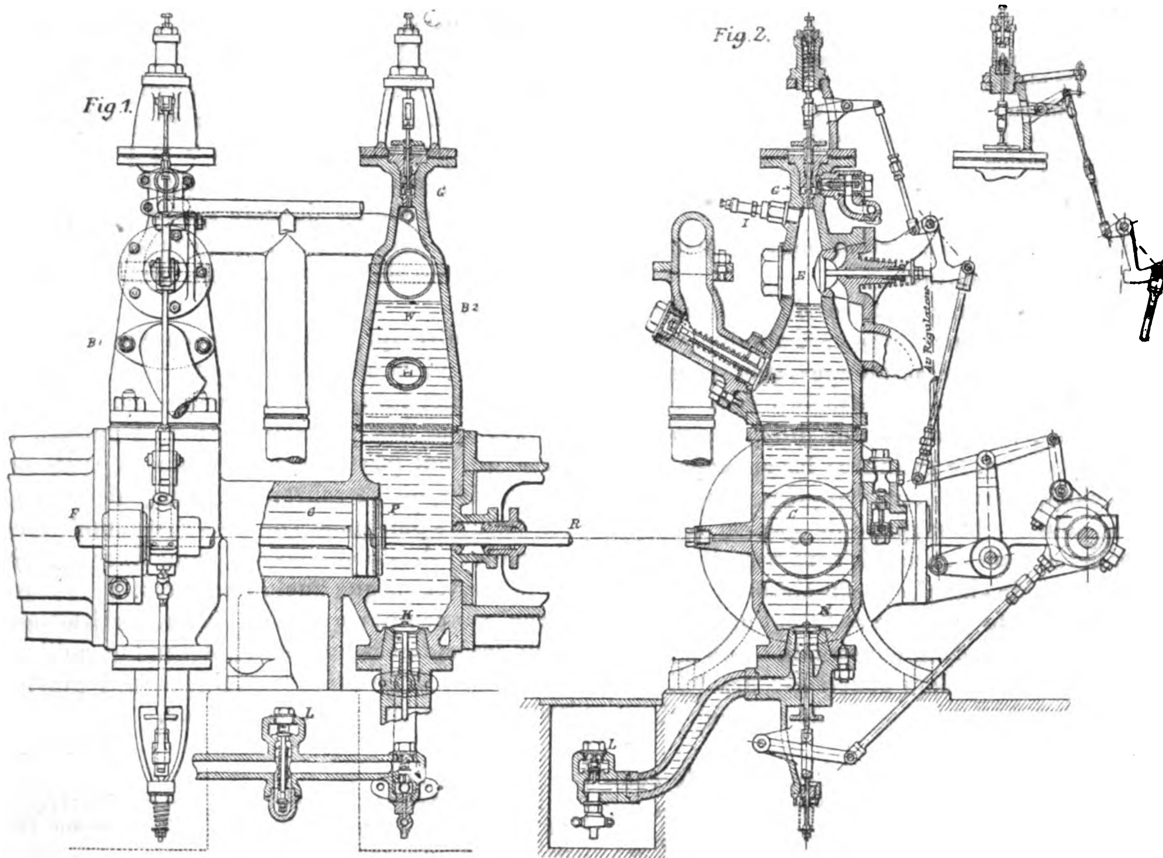


Fig. 1 et 2.

retard dans l'admission du gaz et étranglement de cette admission, enfin, réduction de la quantité d'eau expulsée en K.

Les diagrammes donnés par l'auteur pour diverses charges montrent la grande durée relative de l'ouverture de l'échappement ; le peu de temps laissé à l'échappement et au balayage des gaz brûlés est, en effet, une des difficultés présentées par les moteurs Körting. Ces diagrammes montrent encore qu'au moment de l'admission du gaz, le volume total du mélange explosif, à pleine charge, est égal à 1 fois et demie le volume d'une cylindrée. La charge normale correspond à une détente s'achevant au voisinage de la pression atmosphérique ; le rendement maximum du moteur a lieu pour une charge voisine de 60 p. 100 de la charge maxima.

L'auteur a effectué une série d'essais sur un petit moteur de ce type ; les essais de consommation n'ont pas été aussi favorables que ceux du professeur Crapper, où on relève une consommation de 368 litres de gaz de Londres par cheval-heure indiqué.

Néanmoins, ses diagrammes constatent des pressions explosives de 24 à 42 kgr par centimètre carré et de pressions moyennes de 6,79 kgr

par centimètre carré. Ces résultats sont tout à fait surprenants, si l'on considère la difficulté que présente l'exécution de presse-étoupes et de soupapes parfaitement étanches avec d'aussi faibles dimensions. Ces dimensions dans le modèle étudié sont les suivantes :

Diamètre du cylindre	80	mm.
Course du piston	150	»
Diamètre de la tige du piston-avant	20	»
» » -arrière	15	»
Diamètre du cylindre de la pompe à air	100	»
Course du piston » »	150	»
Tige du piston » »	15	»
Diamètre du cylindre de la pompe à gaz	38	»
Course du piston » »	205	»
Tige du piston » »	10	»

Les avantages de ce moteur peuvent être résumés de la façon suivante :

Il donne le même nombre d'impulsions par tour qu'une machine à vapeur à double action ; le piston et les presse-étoupes sont sous l'eau et peuvent être obtenus étanches sans trop de frottements ; il n'y a point de dilatation inégale entre le piston et le cylindre ; les soupapes d'air et d'échappement sont baignées par l'eau à chaque course ; la soupape de gaz est refroidie par la détente du gaz admis sous pression.

L'absence de chemise d'eau simplifie notablement la fonte du cylindre et résout une des plus grosses difficultés de la construction des moteurs à gaz ; on peut dès lors construire des cylindres épais et très résistants sous de grands diamètres.

La qualité du mélange et la pression de compression restent constantes à toutes charges ; et à charge normale la détente est plus prolongée que dans le cycle ordinaire d'Otto.

La pression de compression peut être augmentée sans inconvénient.

Le rendement est supérieur à celui d'un moteur Otto et le coût du moteur est peu élevé.

L'emploi des gaz de hauts fourneaux ou de gazogènes ne risque plus de provoquer l'encrassement des cylindres ; les poussières sont ramassées et entraînées par l'eau. Il n'y a pas, du reste, de graissage du cylindre.

Le moteur est susceptible d'être alimenté d'air et de gaz au moyen de compresseurs indépendants ce qui dans une station centrale est d'une importance capitale.

A côté de ces qualités remarquables, on peut se proposer de rechercher les défauts possibles de ce moteur. Tout d'abord, on se demandera si l'on peut atteindre des vitesses de piston élevées, par suite de la présence de la masse d'eau dans le cylindre. Dans le petit modèle, avec une vitesse de rotation de 100 tours à la minute, la colonne d'eau n'est pas rompue. La pratique des compresseurs à eau a montré que l'on ne pouvait dépasser 2 m par seconde pour les vitesses des pistons sans provoquer une rupture de la colonne liquide. Toutefois, dans le moteur Vogt, la colonne d'eau est toujours soumise à la pression des gaz et le calcul démontre que l'on peut atteindre des vitesses de 5 à 6 m par seconde sans que la masse d'eau cesse d'adhérer au piston. Comme on ne dépasse guère 4 m par seconde dans les moteurs à gaz courants, l'inconvénient considéré ne semble pas devoir se présenter.

Une autre question se présente au sujet de l'explosion à la surface de l'eau. Le fait que la bougie électrique n'est pas mise en court-circuit prouve que des perturbations à la surface de l'eau ne sont pas à craindre pour les petits moteurs. Mais on ne saurait rien en inférer pour les moteurs puissants. On construit actuellement un moteur de 1 000 chevaux, pour fixer ce point en même temps que quelques autres. Si la masse d'eau se comporte d'une façon satisfaisante pour les moteurs puissants, il semble qu'il n'y ait pas de difficultés mécaniques qui puissent s'opposer au succès de ce moteur.

P.-L. C.

***La construction des machines électriques en 1903*. J. Lowy.** (*Suite*) (¹). *Zeitschrift fur Electrotechnick*. 10 et 17 avril.

En fait de *nouveaux convertisseurs*, nous mentionnerons en premier lieu ceux de Davis.

Un convertisseur qui sert à la transformation de courant monophasé en diphasé se compose de deux moteurs synchrones accouplés ensemble dont les inducteurs sont calés perpendiculairement l'un à l'autre sur l'axe commun. Un conducteur de la ligne monophasée est connecté à un point de l'enroulement du stator de l'un des moteurs, et le second conducteur au point correspondant de l'enroulement du stator du second moteur. Les points de deux enroulements oppo-

(¹) Voir *Écl. Électr.*, 21 mai 1904.

sés aux deux premiers sont reliés ensemble ; un conducteur connecté à cette jonction forme, avec les deux conducteurs monophasés, un réseau diphasé à trois conducteurs.

Une autre forme de ce convertisseur comporte deux enroulements Gramme placés sur un stator ; chacun des deux conducteurs de la ligne monophasée est relié à un point de l'un des enroulements Gramme, les deux points étant à 90° l'un de l'autre. Les points opposés aux deux premiers dans les enroulements sont reliés ensemble comme précédemment, et forment le point d'attache du troisième conducteur du réseau diphasé.

Dans un troisième convertisseur imaginé par Davis, le stator porte deux bobines rectangulaires l'une à l'autre. A l'intérieur du stator tourne un champ à courant continu bipolaire mû ou bien mécaniquement, ou bien par le champ tournant existant dans le stator. Un conducteur du circuit monophasé est connecté à l'entrée des deux bobines ; les extrémités de celles-ci forment les points de départ de deux conducteurs du réseau diphasé dont le troisième conducteur est formé par le second conducteur monophasé.

Un convertisseur triphasé continu de Davis a une grande ressemblance avec les convertisseurs connus de Hutin et Leblanc, Déri et Sahulka. Il comporte un enroulement secondaire disposé sur un stator et relié à un collecteur. Le courant continu est recueilli sur ce dernier au moyen de balais tournant synchroniquement avec le champ.

Pour transformer un courant continu en un autre courant continu de tension différente, Wydts et Weissmann convertissent d'abord le courant continu en alternatif, font passer ce dernier dans un transformateur, et le redressent au moyen d'un commutateur mécanique.

B.-G. Lamme a réalisé un convertisseur pour la transformation du courant alternatif en courant continu dans lequel la tension du côté continu est modifiée d'après la charge du réseau à courant continu. Le convertisseur (fig. 1) consiste en un moteur d'induction accouplé avec un convertisseur tournant ; l'enroulement fixe 14 du moteur d'induction et l'enroulement induit 6 du convertisseur tournant sont reliés en série à la ligne polyphasée 15, 16, 17 et le nombre des pôles du stator du moteur d'induction est supérieur à celui des inducteurs du convertisseur.

Par suite de ce dispositif le moteur d'induction tourne à une vitesse supérieure au synchronisme et, agissant comme générateur, produit une force électromotrice qui s'ajoute à celle du réseau à courants alternatifs. L'inducteur du convertisseur porte un enroulement-série 9 et

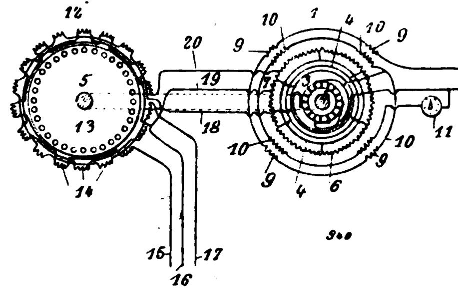


Fig. 1.

un enroulement shunt 10 connecté à un rhéostat variable 11 grâce auquel la différence de potentiel du courant continu peut être exactement réglée.

Le réglage de la tension continue se fait aussi automatiquement d'après la charge. Comme le groupe convertisseur est alimenté par une canalisation à tension constante, sa vitesse est constante à toutes les charges. Une variation de la charge entraîne une variation ou bien du glissement ou bien de la tension du moteur d'induction qui fonctionne comme générateur. Comme, ainsi que nous l'avons vu, le glissement ne peut pas varier, la tension produite par le moteur d'induction varie.

Lorsque la différence de potentiel alternative est trop élevée pour que l'enroulement fixe du moteur d'induction puisse être relié directement au réseau, Lamme interpose des transformateurs.

Un groupe convertisseur très intéressant est dû à Bragstad et La Cour (fig. 2) ; il se compose d'un moteur d'induction et d'un convertisseur U auquel il est accouplé ; l'enroulement secondaire R du moteur d'induction est relié à l'enroulement induit du convertisseur. S est l'enroulement fixe du moteur. W la résistance de démarrage, K le collecteur et F le champ inducteur du convertisseur en dérivation sur le réseau à courant continu. Lorsque le moteur et le convertisseur ont le même nombre de pôles, les deux machines accouplées ensemble tournent à une vitesse correspondant à la demi fréquence du

courant primaire. L'enroulement mobile du moteur d'induction est donc le siège d'une force électromotrice induite dont la fréquence est la moitié de celle du courant primaire. Par suite de la connexion entre cet enroulement et l'induit du convertisseur, il se forme dans ce dernier

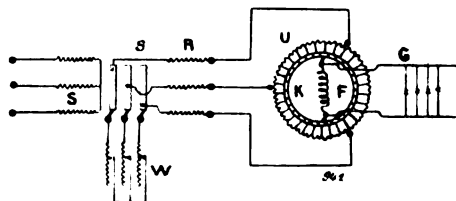


Fig. 2.

un champ tournant qui, par rapport à lui, tourne à une vitesse égale à sa vitesse de rotation. Si l'enroulement induit du convertisseur est connecté avec l'enroulement du rotor de telle façon que le champ tournant tourne en sens inverse du sens de rotation ce champ tournant est immobile dans l'espace et la machine se comporte, à cette vitesse de rotation, comme un moteur synchrone. Le moteur d'induction travaille en partie comme moteur et en partie comme transformateur, pendant que le convertisseur travaille en partie comme générateur à courant continu et en partie comme convertisseur. La position respective des deux champs immobiles du convertisseur dépend de la charge de la machine et ne peut être modifiée que par une force extérieure. La production d'une perturbation exté-

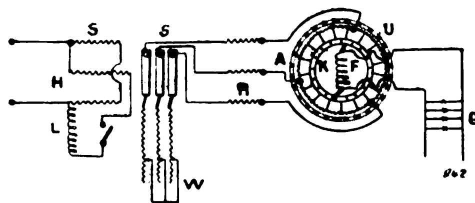


Fig. 3.

rieure donne lieu à une force synchronisante importante, car il se produit non seulement un décalage entre les champs du convertisseur, mais aussi un décalage semblable entre ces champs du moteur asynchrone. La distance W sert au démarrage du groupe convertisseur et est peu à peu court-circuitée. Lorsque le convertisseur est convenablement excité, on atteint facilement le synchronisme et la résistance peut être court-circuitée.

La figure 3 représente une disposition du groupe convertisseur pour la transformation de courant monophasé en courant continu, S est la phase normale et H une phase auxiliaire du moteur asynchrone monophasé. La self-induction L ou une capacité est placée en série sur la phase auxiliaire. Pour amortir les pulsations du champ tournant produit par le courant du rotor, les pôles du convertisseur U sont munis d'un amortisseur Leblanc.

Le groupe convertisseur peut aussi être employé comme moteur à courant alternatif (fig. 4).

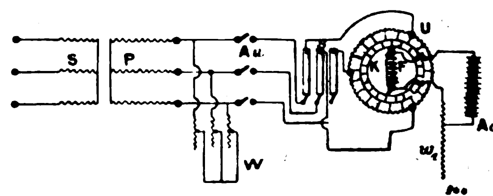


Fig. 4.

Comme il marche en moteur synchrone, on peut facilement mettre le courant et la tension en concordance de phases.

Au démarrage, l'interrupteur A*u* est ouvert et la résistance W est mise peu à peu hors circuit. Lorsque la vitesse normale de rotation est atteinte, l'interrupteur A*u* est fermé et le convertisseur fonctionne comme moteur synchrone.

La figure 5 représente l'application d'un tel moteur pour une exploitation de traction polyphasée. L'enroulement fixe S est développé sur

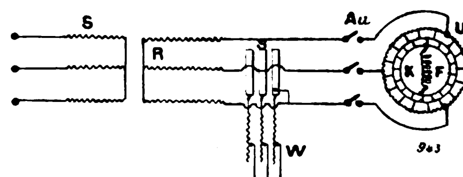


Fig. 5.

le sol entre les rails et l'enroulement mobile P est placé sur la voiture. Le convertisseur *u* est relié mécaniquement, directement ou indirectement avec l'axe moteur. Au démarrage l'interrupteur A_u est ouvert, les résistances W_1 et W_2 sont en circuit et la voiture se met en mouvement sous l'action simultanée du courant continu fourni par la batterie A_c et du courant triphasé. Lorsque l'on a atteint la vitesse à laquelle

la fréquence des courants triphasés induits dans le rotor coïncide avec celle de l'induit du convertisseur, on ferme l'interrupteur A_u et on ouvre la résistance W. En diminuant la résistance W on augmente la vitesse de la voiture et le convertisseur *u* fournit du courant à la batterie.

La figure 6 montre l'emploi de l'appareil

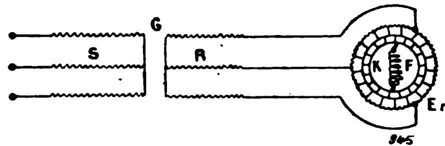


Fig. 6.

comme générateur à courants alternatifs avec la machine asynchrone *b* comme générateur et le convertisseur E_r comme excitatrice. Les courants alternatifs produits dans cette dernière engendrent un champ tournant dans le rotor de la machine asynchrone. Les courants induits dans le stator ont pour période la somme ou la différence entre la vitesse de rotation du rotor et celle du champ tournant, suivant que ce dernier tourne dans le sens du rotor ou en sens contraire. Un tel générateur est donc tout indiqué lorsqu'il est nécessaire d'obtenir un courant alternatif de fréquence inférieure à celle qui correspond à la vitesse de rotation de la machine motrice. C'est donc aussi bien un transformateur de fréquence qu'un transformateur de phases.

En modifiant la différence de potentiel aux bornes du rotor on peut modifier la tension du courant produit par la machine fonctionnant en

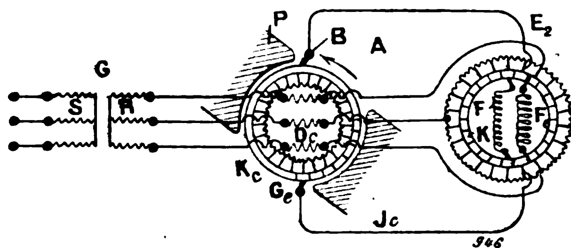


Fig. 7.

générateur : la différence de potentiel au rotor peut être modifiée en réglant, au moyen d'un rhéostat, le courant qui passe dans l'enroulement inducteur F de l'excitatrice. Si la machine asynchrone doit avoir une différence de potentiel constante aux bornes à toutes les charges, l'excitatrice peut être réglée d'une manière particulière. La figure 7 donne un exemple de ce réglage.

Sur une armature A_c accouplée à la machine est disposé un enroulement triphasé D_c dans lequel sont amenés les courants du rotor et qui forme autant de pôles que l'enroulement induit de l'excitatrice E_c.

Le champ tournant produit par ces courants dans l'induit A_c tourne avec la même vitesse que ce dernier, mais en sens inverse, de sorte qu'il est fixe dans l'espace. Autour de l'induit A_c sont disposés des pôles P_c de telle façon que, lorsque le courant et la tension sont en phase dans l'induit, les balais B à courant continu se trouvent dans la zône neutre. Ces balais frottent sur un collecteur K_c relié à un enroulement à courant continu G_c, et mènent le courant qu'il engendre dans un enroulement de compoundage F_c de l'excitatrice E_r. S'il se produit un retard de phase des courants dans l'enroulement D_c, le champ tournant se décale dans le sens de rotation de l'induit A_c, et s'il se produit une avance de phase, il se décale dans le sens opposé au sens de rotation de l'induit. Dans le premier cas on a un renforcement du champ P_c, et dans le second cas un affaiblissement de ce champ. Par suite, non seulement le courant de compoundage J_c dépend, pour un décalage donné, de l'intensité de courant de l'excitatrice variable avec la charge, puisque cette intensité de courant détermine l'intensité du champ tournant produit dans l'induit A_c, mais encore il dépend, à charges égales, du décalage.

La General Electric C° construit un convertisseur tournant (fig. 8) pour transformer du courant alternatif à différence de potentiel constante en courant continu à intensité constante.

Dans un champ bipolaire 1. 2 tourne une armature portant 3 bobines équidistantes 3, 4, 5 : chacune de ces bobines a une de ses extrémités reliée à une bague et l'autre à l'une des lames de collecteur 7, 8, 9. Sur le collecteur glissent 4 balais opposés 2 à 2 (10, 13 et 11, 12) et maintenus par un porte-balais spécial (14, 15) ; ces balais sont reliés deux à deux par l'intermédiaire d'une self-induction (16, 18) dont le rôle est d'empêcher qu'un courant trop intense passe entre deux bobines connectées ensemble et de diminuer ainsi la production d'étincelles aux lames du collecteur. Les courants triphasés

sont amenés à l'armature par les conducteurs 6', les balais 6 et les bagues, et le courant continu est recueilli par les conducteurs 17 et 19 connectés au milieu des bobines de self-induction.

Pour maintenir constante l'intensité du courant continu produit, on règle automatiquement la différence de potentiel correspondante aux

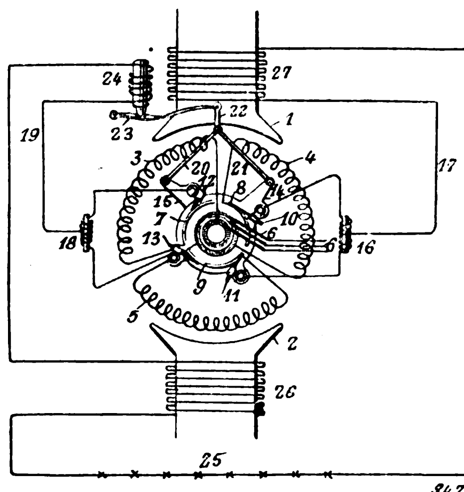


Fig. 8.

bornes du circuit à courant continu. Dans ce but la distance entre deux balais métalliquement reliés ensemble est modifiée par un régulateur magnétique (23, 24) intercalé dans le circuit à courant continu : le régulateur n'effectue de déplacements que dans un sens ; le retour des balais à la position initiale a lieu par l'action d'un ressort ou par le poids de porte-balais.

Lorsque les balais sont écartés l'un de l'autre par suite d'une augmentation d'intensité, la différence de potentiel est diminuée comme dans les dynamos à courant continu à doubles balais. Au démarrage de la machine par le côté alternatif les balais sont placés de manière que l'armature soit fermée en court-circuit sur elle-même.

Un convertisseur tournant de la General Electric C° pour modifier la fréquence d'un courant monophasé se compose d'un moteur monophasé dont l'armature porte une cage d'écureuil et un enroulement Gramme relié à 2 bagues. L'un des deux champs tournants en lesquels on peut décomposer le champ alternatif est annulé au sychronisme par la réaction des courants induits dans la cage d'écureuil et la fréquence du courant induit dans l'enroulement Gramme dépend du mouvement relatif entre le champ tournant et de l'armature que l'on entraîne à la vitesse voulue par un moteur synchrone approprié.

Auvert a construit un convertisseur de courant alternatif en courant continu analogue à l'excitatrice que Déri emploie dans son alternateur auto-excitateur. Il envoie dans un enroulement placé sur un anneau de fer et en 3 points placés à 120° les uns des autres des courants polyphasés qui produisent un champ tournant transformé en champ fixe dans l'espace parce que l'anneau est entraîné par un moteur synchrone en sens inverse du champ tournant et à une vitesse égale à la sienne. Un second enroulement placé sur le même anneau et relié à un collecteur produit du courant continu que l'on recueille par des balais. Au lieu de courants polyphasés on peut alimenter le premier enroulement par du courant monophasé.

(*A suivre*.)

O. A.

TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

***Télégraphie sans fil*. Max Abraham**. *Physikalische Zeitschrift*, 1er avril.

1° ***Le système transmetteur à connexion directe*.**

La théorie de l'antenne simple d'émission de Marconi a déjà été donnée. Depuis lors, MM. Braun et Slaby ont indiqué des dispositifs de transmission dans lesquels l'énergie emmagasinée dans une batterie de bouteilles de Leyde est dissipée dans une antenne accouplée directement ou par induction au circuit oscillant. Les phénomènes en jeu dans un transmetteur de ce genre ont été indiqués clairement pour la première fois, à notre connaissance, par M. Wien. Cet auteur considère le circuit primaire des bouteilles de Leyde ainsi que l'antenne comme des circuits indépendants et discute surtout le cas de l'accouplement par induction. Dans ce qui suit nous allons développer la théorie de l'antenne directement connectée à un circuit de bouteille de Leyde, en envisageant les propriétés particulières des antennes de transmission.

Supposons que le circuit primaire fermé contienne la capacité C_0 et la self-induction L_0, ces

deux grandeurs étant mesurées en centimètres, c'est-à-dire C_0 en unités absolues électrostatiques, et L_0 en unités absolues électromagnétiques. Admettons que la capacité soit tout entière contenue dans les bouteilles, et la self-induction tout entière contenue dans le fil reliant les bouteilles, et que l'on puisse appliquer au circuit primaire les lois relatives aux ondes quasi-stationnaires. Supposons que l'une des armatures des bouteilles soit mise à la terre et que l'autre soit reliée directement à l'antenne verticale formée d'un fil droit, accordé sur le circuit primaire c'est-à-dire dont la longueur l soit égale au quart de la longueur d'onde du circuit primaire indépendant.

$$4l = \lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_0 L_0}. \qquad (1)$$

2° ***Le phénomène oscillant en négligeant l'amortissement.***

Lorsque dans un système oscillant l'amortissement n'est pas suffisamment fort pour influencer notablement les fréquences des oscillations propres, il est permis, en première approximation, de négliger l'amortissement. C'est ce que nous ferons. Nous envisagerons d'abord les fréquences des oscillations propres et la répartition correspondante du courant et de la tension le long de l'antenne sans nous occuper des pertes d'énergie. Ce n'est que plus tard que nous envisagerons leur influence sur les phénomènes en jeu.

Par hypothèse, les oscillations du potentiel de l'armature de bouteilles de Leyde reliées à l'antenne sont représentées par l'équation

$$V_0 = b_0 \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right) \qquad (2)$$

où τ représente la durée d'oscillation de l'antenne transmettrice. L'autre armature des bouteilles est à la terre. Si V_0 est mesuré en unités électrostatiques, et J_0, courant dans le circuit primaire, en unités électromagnétiques, on a

$$V_0 - \frac{L_0}{c} \cdot \frac{dJ_0}{dt} = 0 \qquad (3)$$

(c vitesse de la lumière dans l'éther).

Le courant primaire alternatif résultant est

$$J_0 = b_0 \frac{\lambda}{2\pi L_0} \sin\frac{2\pi t}{\tau} \qquad (4)$$

($\lambda = c\tau$ longueur d'onde cherchée).

La charge alternative des bouteilles donne lieu à un courant (en unités électromagnétiques).

$$-\frac{1}{c} C_0 \frac{dV_0}{dt} = b_0 \frac{2\pi C_0}{\lambda} \sin\frac{2\pi t}{\tau}.$$

Ce courant passe en partie dans le circuit primaire et en partie dans l'antenne.

La première partie est donnée par l'équation (4) ; la seconde par l'expression

$$b_0 \sin\frac{2\pi t}{\tau}\left(\frac{2\pi C_0}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi L_0}\right) \qquad (5)$$

La répartition du courant J et de la tension V le long de l'antenne est représentée par les formules

$$J = a \sin x\left(1 - \frac{z}{l}\right) \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right) \qquad (6)$$

$$0 \leqslant z \leqslant l$$

$$V = -\frac{al}{C} \cos x\left(1 - \frac{z}{l}\right) \cos\frac{2\pi t}{\tau} \qquad (7)$$

où

$$x = \frac{2\pi l}{\lambda} \qquad (8)$$

C est la capacité de l'antenne, $\frac{C}{l}$ la capacité calculée par unité de longueur

$$-c\frac{dJ}{dz} = \frac{C}{l}\frac{dV}{dt}.$$

A l'extrémité supérieure de l'antenne, $z = l$, il y a un nœud de courant. Le potentiel est en ce point :

$$V_l = -\frac{al}{C} \cos\frac{2\pi t}{\tau} \qquad (9)$$

S'il était possible de rendre la longueur d'onde λ du transmetteur connecté égale à la longueur d'onde λ_0 du circuit primaire non connecté, on aurait d'après les équations 1 et 8, $x = \frac{\pi}{2}$ et un ventre de tension à l'extrémité inférieure de l'antenne.

Mais c'est incompatible avec la condition suivante résultant de la connexion directe, que le potentiel à l'extrémité inférieure de l'antenne doit être V_0. Aucune des périodes d'oscillations du transmetteur connecté ne peut coïncider avec la période propre d'oscillation du circuit primaire.

****

Le couplage du circuit primaire avec l'antenne donne deux équations.

D'une part le potentiel à l'extrémité inférieure de l'antenne ($z = 0$) donné par l'équation (7) doit être égal au potentiel de l'armature des bouteilles à laquelle est reliée l'antenne : on a donc

$$\frac{al}{C} \cos x = -b_0 \tag{10}$$

D'autre part le courant à l'extrémité inférieure de l'antenne donné par l'équation (6) pour $z = 0$ doit être identique à celui que donne l'équation (5), d'où

$$a \sin x = b_0 \left(\frac{2\pi C_0}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi L_0}\right) \tag{11}$$

En divisant l'une par l'autre ces deux équations on trouve :

$$\operatorname{tg} x = -\left(\frac{2\pi C_0}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi L_0}\right)\frac{l}{C} = \left(\frac{l\lambda}{2\pi C_0 L_0} - \frac{2\pi l}{\lambda}\right)\frac{C_0}{C}$$

Posons pour abréger

$$\begin{cases} x_0 = \dfrac{2\pi l}{\lambda_0} = \dfrac{l}{\sqrt{C_0 L_0}} = \dfrac{\pi}{2} & \left(\text{Comparer avec l'équation 1.}\right) \\ \alpha = \dfrac{C}{C_0} \end{cases} \tag{12}$$

(capacité de l'antenne divisée par la capacité des bouteilles, ou plus brièvement *rapport des capacités*) : nous obtenons en tenant compte de (8)

$$\operatorname{tg} x = \frac{x_0^2 - x^2}{\alpha x} \tag{14}$$

Cette équation transcendante détermine les périodes d'oscillations du transmetteur à connexion directe. Cette équation se trouve sous une autre forme dans les travaux de M. G. Seibt, mais cet auteur a négligé d'en tirer les déductions importantes pour la télégraphie sans fil.

On pourrait obtenir graphiquement les racines de l'équation transcendante (14). Heureusement, dans le cas le plus intéressant pour la pratique, les longueurs d'ondes λ' λ'' du transmetteur à connexion directe ne sont pas très différentes de la longueur d'onde du circuit primaire librement oscillant et l'on peut avoir un aperçu de l'allure des oscillations qui prennent naissance.

Écrivons l'équation (14) :

$$(x_0^2 - x^2) \operatorname{cotg} x = \alpha x.$$

D'après l'équation (12), $x_0 = \frac{\pi}{2}$. Posons de plus :

$$x = \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{\pi}{2} + \xi \tag{15}$$

En supposant ξ petit vis-à-vis de $\frac{\pi}{2}$ et en négligeant le carré et les puissances supérieures de ξ nous obtenons

$$\cos x = -\xi \qquad \sin x = 1 \qquad \operatorname{cotg} x = -\xi$$

et

$$\left[\left(\frac{\pi}{2} + \xi\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2\right] . \xi = \alpha \left(\frac{\pi}{2} + \xi\right).$$

Comme α est de l'ordre de ξ^2 nous pouvons barrer à droite α ξ et à gauche ξ^3. Il vient

$$\xi = \pm \sqrt{\frac{\alpha}{2}}.$$

Pour un rapport des capacités (α) suffisamment petit les deux plus petites racines de l'équation transcendanté (14) sont :

$$x' = \frac{\pi}{2} + \sqrt{\frac{\alpha}{2}}, \qquad x'' = \frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{\alpha}{2}} \tag{16a}$$

Les autres racines correspondant aux oscillations supérieures du fil transmetteur connecté n'ont pas à intervenir pour la télégraphie sans fil.

Il est avantageux d'introduire au lieu de x, le nombre d'oscillations en 2π secondes (n)

$$n = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{2\pi c}{\lambda} = \frac{C}{\lambda} x. \tag{17}$$

La fréquence des deux oscillations propres les plus lentes du transmetteur à connexion directe sont :

$$n' = \frac{C}{l} x' \qquad n'' = \frac{C}{l} x'' \tag{18}$$

— A la moyenne arithmétique de ces deux fréquences

$$n_0 = \frac{n' + n''}{2} = \frac{C}{l}\left(\frac{x' + x''}{2}\right) = \frac{C}{l}\frac{\pi}{2} = \frac{C}{l} x_0 = \frac{2\pi C}{\lambda_0},$$

correspond la fréquence du circuit primaire librement oscillant.

La demi-différence

$$\nu = \frac{n' - n''}{2} = \frac{C}{l}\sqrt{\frac{\alpha}{2}} = \frac{C}{l}\sqrt{\frac{C}{2C_0}} \qquad (20)$$

est d'autant plus petite que la capacité de l'antenne C *est plus petite par rapport à la capacité primaire* C_0 *des bouteilles de Leyde.* Le résultat expérimental trouvé par le comte Arco est donc théoriquement vérifié et formulé.

De la valeur trouvée pour x résulte la répartition du courant et de la tension dans le fil d'émission correspondante aux oscillations propres du transmetteur.

Nous avions $\cos x = -\xi$ et d'après (10) et (16) :

$$a = \pm b_0 \frac{C}{l}\sqrt{\frac{2}{\alpha}}$$

Posons pour abréger :

$$\eta = \frac{C}{l}\sqrt{\frac{2}{\alpha}} = \frac{1}{l}\sqrt{2CC_0} = \frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{2C}{L_0}} \qquad (21)$$

Les grandeurs $a' = +b'_0\,\eta$, $a'' = -b''_0\,\eta$ représentent d'après (6) les amplitudes de courant à l'extrémité inférieure de l'antenne qui correspondent aux deux oscillations propres. Le courant résultant de la superposition des deux oscillations est

$$J_{z=0} = \eta\,[b'_0 \sin(n't) - b''_0 \sin(n''t)] \qquad (22)$$

Pour la tension à l'extrémité supérieure de l'antenne nous avons d'après (9) et (21) :

$$V_l = \sqrt{\frac{2}{\alpha}}\,[-b'_0\cos(n't) + b''_0\cos(n''t)] \qquad (23)$$

et pour la tension à l'extrémité inférieure de l'antenne :

$$V_0 = b'_0\cos(n't) + b''_0\cos(n''t) \qquad (24)$$

Plus la différence d'oscillations est faible, et plus grand est l'accroissement de tension dans l'antenne.

Lorsqu'on a en vue la télégraphie sans fil, il est moins important d'avoir des tensions aussi grandes que possible V_l *au bout de l'antenne que d'avoir des amplitudes de courant aussi grandes que possible à l'extrémité inférieure, c'est-à-dire au ventre d'intensité,* car les amplitudes des ondes émises par le transmetteur sont directement proportionnelles à cette amplitude de courant. *La longueur d'antenne n'intervient pas dans l'expression des amplitudes d'ondes.* L'augmentation de la longueur active du fil conducteur de courant est compensée par l'accroissement de la longueur d'onde, puisque l'intensité du champ électrique des ondes est proportionnelle à la variation dans le temps de l'intensité du courant.

Toutefois, pour une seule et même antenne, l'amplitude du courant au ventre de courant croît parallèlement avec l'amplitude de la tension au ventre de tension, tout au moins pour le montage dont il s'agit ici. Si l'on considère différentes antennes, ce n'est plus le cas, mais on peut dire d'une façon générale : *Il faut, pour obtenir les plus grandes amplitudes de courant possible, rendre le plus grand possible le nombre* η *défini par l'équation* (21). *Un accroissement de la capacité d'antenne, une diminution de la self-induction primaire (pour* $\alpha_0 = 2\pi\sqrt{L_0C_0}$ *constant) augmentent le courant dans l'antenne et exercent une action favorable.*

Un résonateur non amorti décompose les radiations du transmetteur en deux ondes partielles n' et n'' lorsque la différence d'oscillations ν n'est pas trop petite. Cependant l'amortissement des oscillations transmises aplatit les courbes de résonance des deux ondes partielles ou les amène à se confondre d'autant plus tôt que ν est plus petit. L'amortissement du résonateur exerce le même effet ; les récepteurs employés en pratique devraient, pour une différence d'oscillations suffisamment faible, recevoir les deux ondes partielles comme une onde unique.

Au début du phénomène oscillant ($t = 0$), la différence de potentiel des armatures des bouteilles V_0 est égal au potentiel explosif B_0. La différence de potentiel finale V_e est également B_0 et il n'y a aucun courant dans le transmetteur. On a

$$b''_0 + b'_0 = B_0. \qquad b''_0 - b'_0 = B_0\sqrt{\frac{\alpha}{2}}.$$

Au lieu des valeurs exactes

$$\left\{\begin{aligned} b''_0 &= \frac{B_0}{2}\left(1 + \sqrt{\frac{\alpha}{2}}\right) \\ b'_0 &= \frac{B_0}{2}\left(1 - \sqrt{\frac{\alpha}{2}}\right)\end{aligned}\right.$$

qui correspondent à l'état initial que nous ad-

mettons, nous supposerons que

$$b''_0 = b'_0 = \frac{1}{2} B_0$$

en nous contentant d'un calcul approximatif applicable à de faibles différences d'oscillations. Nous avons

$$\begin{cases} J_{z=0} = B_0 \gamma_i \sin(\nu t) \cos(n_0 t) & (25) \\ V_e = B_0 = \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \sin(\nu t) \sin(n_0 t) & (26) \\ V_0 = B_0 \cos(\nu t) \cos(n_0 t) & (27) \end{cases}$$

Le nombre d'oscillations (n_0 en 2π secondes) est celui du circuit primaire avant la connexion, ou celui du fil d'antenne dans le montage simple Marconi.

Le nombre des périodes (2ν en 2π secondes) est déterminé par

$$\frac{2\nu}{n_0} = \frac{4}{\pi}\sqrt{\frac{\alpha}{2}} \qquad (28)$$

Au début du phénomène l'énergie est dans le circuit primaire; pendant la période elle passe dans le fil d'émission; au bout d'une période, au temps

$$\tau = \frac{\pi}{2\nu} = \frac{\pi}{n_0} \cdot \frac{\pi}{4}\sqrt{\frac{2}{\alpha}} = \tau_0 \frac{\pi}{8}\sqrt{\frac{2}{\alpha}} \qquad (29)$$

La totalité de l'énergie a quitté le circuit primaire. Ensuite elle reviendrait en arrière d'après un mouvement pendulaire s'il ne s'en était pas perdu une certaine quantité par radiation.

C'est cette quantité que nous allons calculer maintenant.

3° *Amortissement dû à la radiation.*

Pour déterminer la quantité d'énergie radiée par le transmetteur il y a lieu de réunir les deux ondes partielles en une seule d'amplitude variable dans le temps. En effet les intensités de champ des deux ondes partielles se superposent bien, mais il n'en est pas de même des énergies radiées. Bien plus la radiation est proportionnelle au carré de l'intensité du champ résultant.

L'amplitude du courant au centre de courant est d'après l'équation (25).

$$A = B_0 \gamma_i \sin(\nu t) \qquad (30)$$

La radiation moyenne par seconde est comme nous l'avons montré dans un précédent travail

$$S = \frac{cA^2}{4} \cdot 2{,}44. \qquad (31)$$

Nous avons déjà calculé le décrément logarithmique de l'amortissement dû à la radiation pour les oscillations propres du fil transmetteur en intégrant exactement les équations de Maxwell. Le décrément de l'onde fondamentale est

$$\sigma = \frac{2{,}44}{ln\,\frac{2l}{\rho}} \qquad (32)$$

(ρ, rayon de la section du fil d'antenne).

Nous devons appliquer ces mêmes formules aux antennes du système connecté, puisque la répartition du courant, au moins pour de faibles différences d'oscillations (2ν), ne s'écarte pas sensiblement de celle qu'on trouve pour le montage simple Marconi.

Comme nous l'avons déjà montré, il faut, pour obtenir la valeur exacte (32) du décrément d'amortissement, poser pour la self-induction L de l'antenne

$$L = 2l . ln . \left(\frac{2l}{\rho}\right)$$

au lieu de la valeur qu'on doit lui attribuer pour un courant quasi-stationnaire.

La self-induction calculée par unité de longueur $\frac{L}{l}$ est égale à l'inverse de la capacité par unité de longueur, la vitesse des ondes qui se propagent le long du fil étant égale à la vitesse de la lumière. On a

$$\frac{C}{l} = \frac{l}{L} = \frac{1}{2ln\left(\frac{2l}{\rho}\right)} \qquad (33)$$

et l'on en déduit

$$\sigma = 2{,}44\,\frac{2C}{l} \qquad (34)$$

d'après l'équation (32)

Quoique la formule 33 concorde avec la capacité trouvée en électrostatique pour un fil de longueur $2l$ (antenne et son image), il est à peine possible de l'appuyer sur des considérations électrostatiques. La répartition de la charge et la création d'un champ sont tout à fait autres lorsqu'il s'agit d'oscillations rapides que lorsqu'il s'agit d'une charge statique. La for-

mule (33) conduit cependant à des valeurs de l'énergie du champ à attribuer au fil transmetteur qui, avec l'expression (31) de la radiation, donnent la valeur exacte du décrément d'amortissement.

Supposons que, par suite de l'amortissement dû à la radiation, l'amplitude des oscillations d'un transmetteur simple Marconi soit réduite au bout du temps t à la fraction $e^{-\frac{\sigma t}{T_0}}$. Dans le transmetteur connecté, l'énergie se trouve d'abord dans le circuit primaire et ne se transmet que peu à peu au fil transmetteur. L'amplitude maxima du courant dans ce fil au temps $T = \frac{\pi}{2\nu}$ qui, dans l'amortissement serait égale à $B_0\eta$, est réduite par la radiation à la fraction $e^{-\frac{\sigma T}{2T_0}}$. En effet dans le transmetteur connecté, où en moyenne il n'y a d'énergie dans l'antenne que pendant la durée T d'une demi-période, la moitié seulement de l'énergie peut être radiée et il faut introduire dans le facteur d'amortissement $\frac{\sigma}{2}$ au lieu de la valeur σ qui s'applique au montage simple Marconi. L'amplitude maxima du courant A est d'après (29).

$$A_m = B_0\eta e^{-\sigma\frac{\pi}{16}\sqrt{\frac{2}{\sigma}}}.$$

Si l'on introduit dans cette expression la valeur (34) de σ, on trouve, en tenant compte de (21)

$$A_m + B_0\eta e^{-f\eta}. \qquad f = \frac{\pi}{8}.2,44 \qquad (35)$$

L'amplitude maxima de l'onde est proportionnelle à cette amplitude maxima du courant. Pour un potentiel explosif donné, on obtient la plus grande amplitude possible avec un couplage direct en choisissant η de façon que $\eta e^{-f\eta}$ soit maximum.

D'après

$$\frac{d}{d\eta}\left(\eta e^{-f\eta}\right) = e^{-f\eta}(1 - f\eta),$$

ce maximum a lieu pour

$$\eta_m = \frac{1}{f} = \frac{8}{\pi.2,44}.$$

La valeur correspondante de A_m est :

$$A_m = \frac{B_0}{fe}.$$

D'après l'équation 21 le rapport entre la self-induction primaire et la capacité d'antenne correspondant aux conditions optima est le suivant :

$$\frac{L_0}{C} = \frac{8}{\pi^2}f^2 = \frac{(2,44)^2}{8}$$

ou, si L_0 est mesuré en centimètres comme précédemment, mais C en microfarads.

$$L_0 = 6,7.10^5.C. \qquad (38)$$

Si donc l'on desire, pour une antenne donnée de capacité C (en microfarads) augmenter autant que possible l'amplitude maxima des ondes transmises par un dispositif à connexion directe, il faut définir la self-induction d'après l'équation (38)

La diminution de l'amplitude par rapport à la valeur optima n'est que de 10 p. 100 lorsque L_0 est compris dans les limites $3.10^5.C$ et $2.10^6.C$

$$3.10^5.C < L_0 < 2.10^6.C \qquad (38\,a)$$

Si l'on admet une diminution d'amplitude de 18 p. 100, les limites sont :

$$2.10^5.C < L_0 < 2,7.10^6.C \qquad (38\,b)$$

Dans les appareils de transmission munis d'un fil transmetteur unique, la self-induction peut à peine être abaissée à la valeur correspondante aux conditions optima. Si l'on néglige la radiation, la règle trouvée dans le paragraphe précédent est toujours valable à savoir que : pour une longueur d'onde donnée il faut avoir la plus faible self-induction possible et la plus grande capacité possible au primaire.

Lorsqu'on emploie des antennes multiples, il faut bien faire attention à ne pas dépasser la valeur de la capacité primaire correspondant aux conditions optima sans quoi l'amplitude des ondes diminue au lieu d'augmenter.

Les considérations précédentes s'appliquent à ces antennes multiples car, comme l'a montré M. Drude, une antenne multiple est équivalente à une antenne simple de section déterminée.

Les autres causes d'amortissement n'ont pas été envisagées ici ; parmi ces dernières la plus importante est, non pas la résistance de l'étincelle mais les pertes des condensateurs. Il est clair que, contrairement à l'amortissement dû à la radiation, ces autres causes d'amortissements sont essentiellement nuisibles lorsqu'il

s'agit de télégraphie sans fil, et qu'il faut les éviter le plus possible.

Dans la détermination des conditions optima, nous avons supposé que nous avions affaire à un récepteur assez fortement amorti comme ceux que l'on emploie généralement en pratique, et que nous désirions obtenir la plus grande portée possible.

Si l'on employait un récepteur faiblement amorti il pourrait être avantageux de porter au-delà de la valeur optima la période T en diminuant le rapport des capacités α pour obtenir, aux dépens de l'amplitude, des oscillations qui persistent plus longtemps. Une discussion complète de ce cas nécessiterait en plus de la théorie du transmetteur à connexion directe développée ci-dessus, la connaissance de la théorie du récepteur.

R. V.

Nouveau mode de connexion des appareils aux lignes télégraphiques et téléphoniques. **A. Bauti.** *L'Elettricista.* 1er janvier 1904.

Pour conserver, sur les lignes télégraphiques et téléphoniques, la symétrie destinée à neutraliser les effets des inductions perturbatrices, il semble que le seul mode de connexion des appareils soit de les relier en déviation à la ligne. Mais quand un système comprend de 8 à 10 postes, la communication entre les postes extrêmes devient presque impossible. L'auteur propose

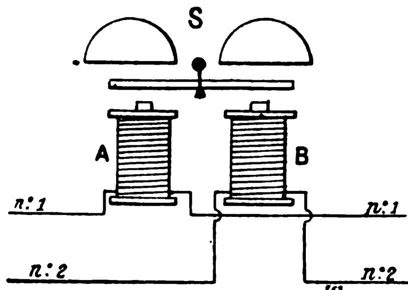


Fig. 1.

donc de diviser en deux parties les appareils et d'insérer chacun des moitiés en série sur l'un et l'autre conducteur de la ligne. Ainsi dans une ligne téléphonique exposée aux actions inductives d'une ligne télégraphique, l'auteur suppose que les appels se fassent au moyen d'une sonnerie polarisée (fig. 1), on dispose alors chacune des bobines de la sonnerie sur un des conducteurs; de la sorte, les sonneries de tous les postes fonctionneront avec la même intensité et les effets d'induction sont neutralisés; il est d'ailleurs aisé de donner aux enroulements une impédance assez faible pour ne pas diminuer la valeur de la communication téléphonique. Dans un autre exemple, l'auteur examine le cas d'une ligne télégraphique influencée par un conducteur de transport d'énergie; il ne suffit pas pour éliminer ces influences de supprimer la serre sur la ligne télégraphique et de doubler les conducteurs; il faut encore veiller à ce que l'insertion des divers appareils n'apporte pas des différences d'isolement notable entre les deux conducteurs; il devient donc nécessaire de répartir également les appareils sur les deux conducteurs, mais la disposition précitée a besoin d'être modifiée en raison de l'isolement plus ou moins défectueux d'une ligne très étendue. Ainsi, dans la figure 2,

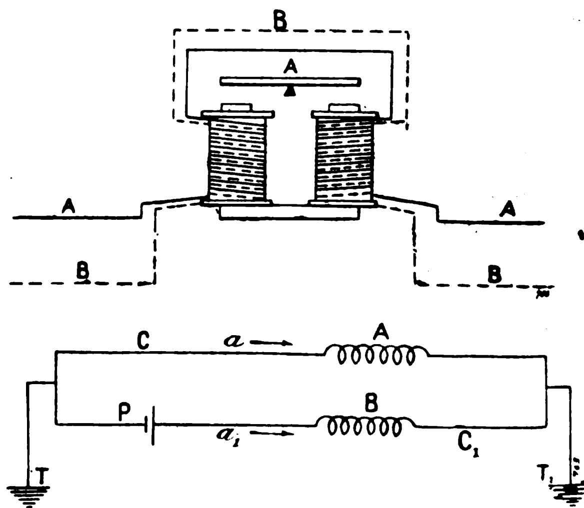


Fig. 2.

la pile P devra provoquer dans les bobines A et B de l'appareil Morse des pôles nord et sud respectivement, mais des courants induits *dd*, circulant dans le même sens et acquérant une certaine intensite grâce à la défectuosité de l'isolement, produiront des pôles de même nom dans les bobines A et B, et provoqueront le collage ou des vibrations sur le levier du Morse.

Pour éviter cet inconvénient, on enroulera les bobines de telle sorte que les courants induits ne produisent aucune aimantation des bobines, comme le montre le dispositif de la figure 3, où les conducteurs A et B sont enroulés en sens contraires sur chaque noyau. P.-L. C.

***Dépôt électrolytique de cadmium et des alliages de cadmium*. Sherard Cowper Cowles.** *Electrochemist and Metallurgist*, mars 1904.

L'auteur après avoir énuméré les propriétés chimiques du cadmium, cite divers emplois du cadmium déposé par électrolyse. Comme il est moins attaqué par les acides que le zinc ou le laiton, il peut être employé pour recouvrir les prises de courant et les connexions des piles et accumulateurs. On s'est servi du cadmium en couche mince sur le plomb de chasse pour éviter l'encrassement des canons de fusil; on l'a employé également pour recouvrir les chemises en acier des balles de fusil. La galvanoplastie emploie des alliages cadmium-argent pour recouvrir les pièces en acier des machines.

Un alliage d'argent contenant 7,5 p. 100 de cadmium est employé pour les couverts. Ces alliages résistent mieux à l'attaque des agents atmosphériques que l'argent pur ou l'alliage d'argent à 7,5 p. 100 de cuivre.

Smée paraît avoir été un des premiers qui aient obtenu pratiquement des dépôts de cadmium ; depuis la publication de ses expériences, on s'est peu occupé de la question, sans doute à cause du prix élevé de ce métal (actuellement le cadmium titrant 99.3 p. 100 vaut 8,25 fr le kilogramme).

Smée obtenait un dépôt rugueux de cadmium en électrolysant une solution de sulfate de cadmium additionnée d'ammoniaque jusqu'à redissolution du précipité formé; il n'a pas pu obtenir de bons dépôts avec les solutions de sulfate ou de chlorure de cadmium ; avec ces sels, le métal se dépose en fines aiguilles sur les bords de la cathode, même aux faibles densités de courant.

Une solution de sulfate de cadmium et de sulfate d'aluminium donne un dépôt blanc et cristallin, mais très dur et difficile à polir. En 1849, Woolrich et Russell prirent un brevet pour le dépôt électrolytique de cadmium ; ils se servaient d'une solution de cyanure de cadmium dans le cyanure de potassium et contenant 40 gr de cadmium par litre. On peut obtenir de bons dépôts avec cette solution en employant une densité de courant de 0,5 à 2 ampères par décimètre carré, vers 30° C.; à chaud on peut employer une densité de courant de 9 à 10 ampères par décimètre carré.

Dépôt électrolytique des alliages argent-cadmium. — Ces alliages sont électro-positifs par rapport au nickel; ils présentent donc en galvanoplastie un avantage sur les dépôts de nickel, car si accidentellement le métal sous-jacent est mis à nu, la corrosion par l'air et l'humidité est bien moins intense que dans le cas du nickel. Les bains les plus employés sont préparés en dissolvant du cyanure d'argent et du cyanure de cadmium dans du cyanure de potassium ; on peut obtenir des dépôts contenant de 10 à 80 p. 100 de cadmium en faisant varier la proportion des deux métaux. On obtient les meilleurs résultats avec une quantité totale des deux métaux de 20 à 30 gr par litre, la quantité d'argent ne devant pas être inférieure à 3 gr par litre, ni supérieure à 8 gr par litre. Plus la densité de la solution est faible, plus la densité de courant devra être faible. Pour empêcher l'appauvrissement du bain, la surface de l'anode doit être plus grande que celle de la cathode; il faut aussi maintenir une richesse suffisante de cyanure de potassium pour dissoudre les cyanures d'argent et de cadmium formés sur l'anode.

Il faut de nombreuses expériences pour arriver à régler la proportion des métaux déposés. Des solutions contenant de 1.3 à 2 gr de métaux par litre (la majeure partie en cadmium) donnent avec de faibles densités de courant de 40 à 100 p. 100 d'argent, tandis que des solutions contenant de 50 à 60 gr de métaux par litre donnent des dépôts contenant 80 à 90 p. 100 d'argent pour des densités de courant variant dans des limites étendues. Pour obtenir un dépôt défini, il faut une concentration et une densité de courant déterminées.

C. L.

***Perfectionnements à la construction des électrodes d'accumulateur*. Henry-Francis Joel.** Brevet anglais 5845, 13 mars 1903.

Le cadre de plomb fondu a une forme rectangulaire ; ses bords o ont une section triangulaire (fig. 1 et 2). Des barreaux C à section rectangulaire traversent ce cadre en long et en large et forment ainsi des espaces carrés. Ces carrés sont encore partagés en carrés plus petits par des barreaux à section ronde R et d'un diamètre inférieur à l'épaisseur des barreaux *c*. Le cadre est muni en haut d'un appendice destiné à la connexion et en bas d'une

pièce support P. Ce grillage est comprimé entre deux plateaux ; cette compression a pour effet de déformer les bords du cadre et les bar-

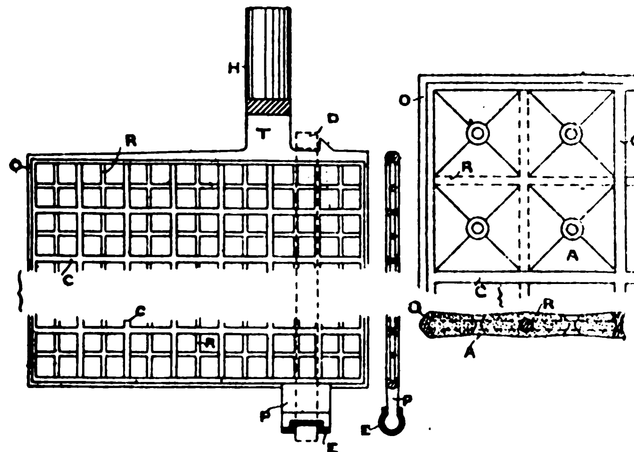


Fig. 1 et 2.

reaux *c* et de donner à ceux-ci une section biconcave. La matière active est alors introduite par pression dans le quadrillage et dans le milieu de chaque carré, on perce un trou pour faciliter la circulation de l'électrolyte. Le pied Z

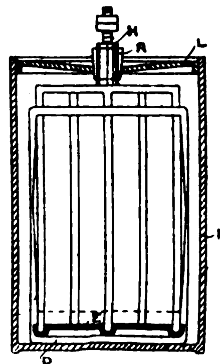


Fig. 3.

est isolé du récipient, par une pièce d'ébonite E. Des séparateurs D en ébonite isolent les plaques entre elles. Une connexion cylindrique H relie les plaques de même polarité. On ferme l'élément en cerclant de la poix sur le couvercle L (fig. 3). C. L.

Perfectionnements aux accumulateurs. **Henry Pratt et Fréderick Vince**. Brevet anglais, 2 septembre 1903.

Un certain nombre de plaques de plomb perforées *a* (fig, 1) sont placées dans un cadre *b*. Une partie de la surface n'est pas perforée *c*. Les plaques sont garnies avec une pâte composée de 5 p. 100 de glycérine, 10 p. 100 d'acide sulfurique, 5 p. 100 d'antimoine et 80 p. 100 de litharge.

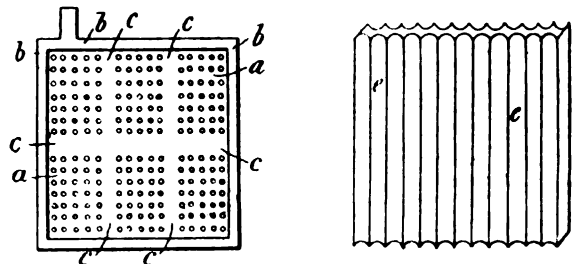


Fig. 1 et 2.

Les plaques positives sont séparées des négatives par des plaques de porcelaine rainées *e* (fig. 2). En 40 à 60 minutes, l'élément peut être chargé jusqu'à pleine capacité (patente avec 5 figures). C. L.

Machine à fabriquer les plaques d'accumulateurs. **Thomas John Coster et Smith Storage Battery C°**. Patente anglaise 18 323, 25 août 1903.

Le bâti de la machine est constitué par deux

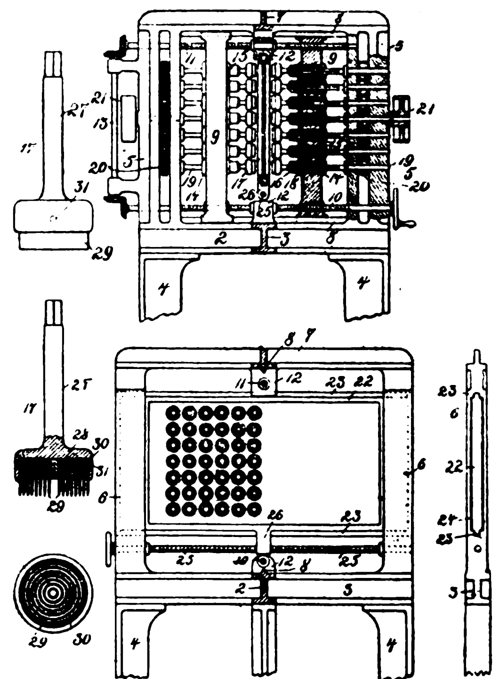


Fig. 1 à 6.

fers 1 2 et 3 (fig. 1 et 2) qui se coupent en croix

et reposent sur les pieds 4. Ces fers supportent à leur extrémité les colonnes 5 et 6 qui sont reliées à leur partie supérieure par les entretoises 7 disposées parallèlement aux fers 2 et 3 Les pièces 2 et 7 sont munies chacune d'une nervure à section triangulaire qui guide les colonnes mobiles 9. Ces colonnes peuvent être rapprochées ou éloignées l'une de l'autre par les vis 10 et 11. La vis 10 est actionnée par une manivelle et entraîne par un système d'engrenages d'angle, la vis 11. Les colonnes 9 sont traversées par une série d'arbres 19 qui tournent tous ensemble sous l'action d'un système d'engrenages (20) mis en mouvement par la poulie 21. Ces arbres commandent le mouvement des outils 17 par un emmanchement carré. La plaque destinée à être travaillée est placée dans la position 22 (fig. 3) normalement aux arbres 19. L'outil muni de couteaux est représenté par les figures 4, 5 et 6.

C. L.

Electrode négative pour élémentsprimaires ou secondaires. **Maxime-Jean-Baptiste-Alfred Colletas.** Brevet allemand 149681, 25 avril 1901.

La combinaison endothermique Cu^2H^2 donne avec une anode en PbO^2 une force électromotrice de 3,5 volts. Cette combinaison qui se détruit à 55° peut être obtenue, soit par les procédés connus, soit par électrolyse d'une solution aqueuse contenant 7 p. 100 de sulfate de cuivre et 10 p. 100 d'acide sulfurique avec une densité de courant de 1 ampère par décimètre carré de cathode. Cette combinaison tient environ 1 500 fois son volume d'hydrogène.

La décharge d'un élément constitué par une cathode en Cu^2H^2 et une anode en PbO^2 avec une solution acide de sulfate de cuivre comme électrolyte fournit une quantité d'électricité de 30 p. 100 environ plus élevée qu'avec l'emploi du cuivre seul comme électrode soluble. La quantité d'électricité dépasse aussi celle des accumulateurs Planté ordinaires et de ceux qui utilisent l'occlusion de l'hydrogène dans le plomb ou le fer. La distance des électrodes doit être tout au plus de 1 cm. Si on utilise cet élément comme élément secondaire, sa capacité dépend de la quantité de PbO^2 formée sur les électrodes positives.

C. L.

Perfectionnements dans la fabrication des plaques positives d'accumulateur. **Carl Roderburg.** Brevet anglais 1088, 15 janvier 1903.

Comme le plomb spongieux est plus adhérent que le peroxyde de plomb sur les plaques Planté, il vaut mieux transporter les électrodes positives à l'état réduit. En outre le peroxyde de plomb a une capacité beaucoup plus faible, à la première décharge, qu'après un certain nombre de charges et décharges. On obtient les meilleurs résultats, après la première charge, si l'on plonge la plaque de plomb spongieux dans une solution saline et si on l'y laisse quelque temps pour que le plomb spongieux en soit bien imbibé. On sèche ensuite la plaque à l'air. La formation peut aussi être menée directement dans la solution saline. Les sels qu'il convient d'employer peuvent être neutres, acides ou alcalins ; ceux qui conviennent le mieux sont les sulfates, phosphates, borates et silicates. Le sulfate de zinc est le plus avantageux.

Des plaques ainsi traitées peuvent être conservées une année et donnent leur capacité totale après la première charge.

C. L.

Perfectionnements aux éléments secondaires. **Georges Rosset.** Brevet anglais 23482, 29 octobre 1903 (Priorité du 24 novembre 1902).

Ces perfectionnements consistent à diviser la matière active aussi finement que possible et à lui incorporer un produit capable d'accélérer la vitesse des réactions. Le plomb est obtenu par électrolyse d'une solution d'acétate de plomb avec des électrodes en plomb ; on n'a ainsi aucune force contre-électromotrice, on n'a à vaincre que la résistance de l'électrolyte et la concentration du bain reste constante. La résistance intérieure du bain peut être diminuée par une élévation de température. Le plomb est ainsi déposé sous une forme arborescente. On le recueille et on le soumet à un lavage pour enlever une partie de la solution d'acétate qu'il retient. La poudre de plomb peut être employée, soit directement, soit après compression après qu'elle a été séchée. Pendant le séchage le plomb s'oxyde et l'oxydation peut être accélérée par un courant d'air chaud. Cette matière oxydée, dont la teinte dépend du degré d'oxydation, peut être réduite facilement en poudre fine. On la mélange avec de l'acide sulfurique dilué et on l'applique dans un grillage. Les

plaques séchées sont ensuite montées en élément, avec de l'acide sulfurique à 25° B comme électrolyte. L'accumulateur possède sans formation préalable une capacité très appréciable, à la première décharge. On continue la formation dans une solution de sulfate, bisulfate, pyrosulfate ou persulfate alcalin additionnée de 1 à 2 p. 100 d'acétate alcalin.

L'action de la petite quantité d'acétate non éliminée par lavage est la suivante : à la première charge l'acide acétique se porte sur l'électrode positive ; l'acide sulfurique de l'électrolyte forme alors une mince couche blanche qui empêche une diffusion trop rapide de l'acide acétique. A la décharge cet acide acétique a pour effet d'augmenter la vitesse de réaction. Pour éviter l'attaque du quadrillage support, on emploie un alliage de plomb antimoiné ou un métal conducteur recouvert d'un dépôt électrolytique d'antimoine.

C. L.

MESURES

***Sur l'emploi de condensateurs dans les mesures de courant alternatif*, W. Peukert.** *Elektrotechnische, Zeitschrift* 24 mars.

En 1898, l'auteur a indiqué une méthode pour la mesure de tensions électriques élevées dans lesquelles la différence de potentiel totale était divisée très simplement par une série de condensateurs en un certain nombre de parties facilement accessibles à la mesure. Si l'on connecte une série de condensateurs en cascade sur la tension alternative à mesurer et si les capacités de ces derniers sont $c_1\ c_2\ c_3 \dots c_n$, on a entre la capacité totale C et les capacités individuelles la relation connue

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \dots + \frac{1}{c_n} = \sum \frac{1}{c}.$$

Entre la tension totale E et la différence de potentiel e entre les électrodes de l'un des condensateurs on a la relation

$$\frac{E}{e} = \frac{c}{C} = \frac{\sum \frac{1}{c}}{\frac{1}{c}}.$$

Soient

$$e_1 e_2 e_3 \dots e_n$$

les différences de potentiel aux différents condensateurs on a

$$E = e_1 + e_2 + e_3 + \dots + e_n = \Sigma e.$$

On obtient donc la tension E en mesurant et en sommant les tensions individuelles : il n'y a même pas besoin de connaître les capacités.

La façon la plus simple de faire une telle mesure est de prendre n condensateurs égaux : on a alors

$$c_1 = c_2 = \dots = c_n = c \text{ et } C = \frac{c}{n}$$

d'où

$$\frac{E}{e} = \frac{c}{\frac{c}{n}} = n, \quad E = ne.$$

Il suffit dans ce cas de mesurer la différence de potentiel aux bornes d'un seul condensateur pour connaître la tension totale.

Si par exemple deux capacités seulement, c_1 et c_2 sont montées en cascade sur une différence de potentiel E_1, on a, en désignant par e_1 et e_2 les différences de potentiel aux bornes de ces deux capacités :

$$\frac{E}{e_1} = \frac{c_1}{\frac{c_1 c_2}{c_1 + c_2}} = \frac{c_1 + c_2}{c_2}$$

d'où

$$E = \frac{c_1 + c_2}{c_2} e_1.$$

ou aussi

$$E = \frac{c_1 + c_2}{c_1} e_2.$$

Si les capacités sont connues, il suffit de mesurer la différence de potentiel aux bornes de l'une d'elles.

Lorsqu'on effectue des mesures avec cette méthode il faut faire attention que la capacité de l'instrument de mesure employé doit être faible vis-à-vis de la capacité avec laquelle il se trouve en parallèle. Les relations rappelées ci-dessus ne sont valables que si tous les condensateurs ont le même diélectrique, car dans ce cas toutes les différences de potentiel sont en phase et s'additionnent directement. On a donc de cette manière un moyen simple de fractionner la tension totale en parties correspondantes à l'étendue de l'échelle de l'instrument employé pour la mesure (électromètre ou voltmètre électrostatique). Le fractionnement de la tension au moyen

de condensateurs présente sur le fractionnement au moyen de résistances non inductives des avantages connus, ainsi que sur la méthode souvent employée du transformateur de mesure.

Cette méthode de mesure de la tension a été depuis lors appliquée pratiquement d'un autre côté par l'*Allgemeine Electricitäts Gesellschaft*. D'après les renseignements donnés par M. Benischke, cette société construit des voltmètres électrostatiques à haute tension dont l'étendue de l'échelle de mesure est triplée ou quadruplée par l'emploi de condensateurs ; on peut ainsi construire des voltmètres à lecture directe pour des tensions atteignant 40000 volts. Dernièrement des voltmètres électrostatiques tout à fait identiques ont été construits avec des condensateurs sur les données de Kelvin, Ayrton et Mather ; l'étendue de l'échelle de mesure des instruments à basse tension employée a pu être ainsi rendue 40 fois plus grande. Une comparaison de ces instruments avec des instruments normaux de Kelvin a donné des résultats très satisfaisants.

Le même principe de la mesure des tensions peut être appliqué aussi d'une autre manière et l'étendue de l'échelle d'un voltmètre peut être augmentée en introduisant une capacité dans l'instrument. Une méthode semblable pour la réduction de la tension agissant sur un électromètre, a été décrite par A. Franke, mais le dispositif

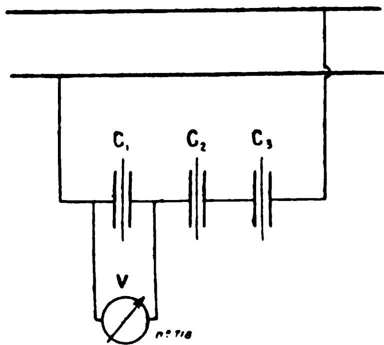


Fig. 1.

n'a pas été appliqué à des mesures réelles. M. Benischke a indiqué aussi que l'emploi d'un condensateur permet d'étendre l'échelle de mesures d'un voltmètre électrostatique, mais qu'alors les indications de l'instrument ne sont plus indépendantes de la fréquence. D'après M. Görges, la Société *Siemens et Halske* emploie également des condensateurs à lame de porcelaine comme diélectrique pour l'application des électromètres à la mesure de tensions élevées. Les données de l'instrument peuvent être rendues indépendantes de la fréquence si l'on emploie un condensateur à lame d'air puisque comme on le sait, la capacité d'un tel appareil est indépendante de la fréquence du courant alternatif. Comme le voltmètre ou l'électromètre est lui-même un condensateur à lame d'air, on a deux capacités de même diélectrique et les tensions s'additionnent directement : l'emploi

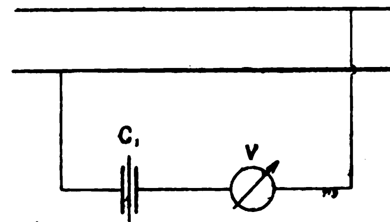


Fig. 2.

d'un condensateur à lame d'acier réalise donc un moyen très simple pour reculer considérablement la limite de l'échelle d'un voltmètre.

Supposons qu'une capacité C_1 soit montée en série avec un voltmètre électrostatique en un électromètre sur une différence de potentiel alternative E (fig. 2). Soient C_2 la capacité du voltmètre, e_1 et e_2 les différences de potentiel aux bornes des deux capacités : on a

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{C_2}{C_1}$$

ou

$$\frac{e_1 + e_2}{e_2} = \frac{C_1 + C_2}{C_1}$$

mais

$$e_1 + e_2 = E$$

d'où

$$\frac{E}{e_2} = \frac{C_1 + C_2}{C_1} \qquad E = \frac{C_1 + C_2}{C_1} e_2.$$

Si donc la capacité C_2 du voltmètre est connue, on peut faire varier à volonté, par un choix approprié de C_1, l'étendue de l'échelle de l'instrument. Si l'on prend par exemple

$$C_1 = C_2, \quad E = 2e_2$$

et l'échelle est doublée ;

$$C_1 = \frac{1}{9} C_2 \qquad E = 10e_2$$

et l'échelle est décuplée, etc.

Les relations précédentes peuvent être appliquées pour mesurer avec un instrument quelconque des tensions d'un ordre de grandeur tout différent de celui pour lequel il a été construit. Par exemple si l'on a un électromètre permettant de mesurer au maximum 200 volts et que l'on ait besoin de mesurer une différence de potentiel voisine de 1 500 volts, il est facile de calculer la capacité à mettre en série avec lui. Soit C la capacité de cet électromètre et C_x la capacité additionnelle, on a l'équation

$$1\,500 = 200 \frac{C_x + C}{C_x}$$

d'où

$$C_x = \frac{2C}{13}.$$

On peut employer comme condensateur à air un appareil formé de deux plaques métalliques supportées par du verre: L'une d'elles est fixe et l'autre peut être déplacée par une vis micrométrique. La capacité de cet appareil est dans de certaines limites d'écartement, inversement proportionnelle à la distance entre les plaques, et peut être déterminée facilement pour chacune de leurs positions respectives. En amenant au contact les deux plaques, la capacité est supprimée; en montant en cascade plusieurs de ces condensateurs, on peut obtenir de très faibles capacités.

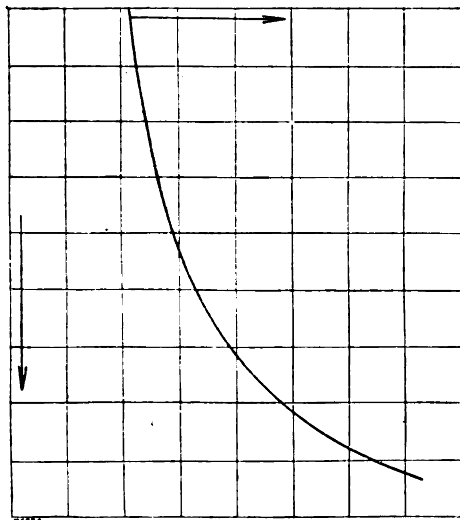


Fig. 3.

Dans les formules indiquées ci-dessus on a supposé implicitement que la capacité du voltmètre était constante, ce qui n'a pas lieu en général. Il faut donc, pour pouvoir utiliser cette méthode, rechercher au préalable de quelle façon la capacité varie avec la grandeur de la différence de potentiel, ou bien il faut déterminer pour diverses tensions la capacité de l'instrument.

La mesure de la capacité, toujours faible, du voltmètre peut être effectuée en le plaçant en série avec une résistance élevée non inductive (résistance en graphite de quelques mégohms) sur une différence de potentiel connue. Soient E la différence potentiel totale et e_1 la différence de potentiel lue sur le voltmètre, on a entre ces deux différences de potentiel et la différence de potentiel e_2 aux bornes de la résistance la relation.

$$E^2 = e_1^2 + e_2^2$$

d'où

$$e_2 = \sqrt{E^2 - e_1^2}.$$

Soit R la résistance non inductive : $\frac{e_2}{R} = i_0$, courant de charge du condensateur, d'où l'on peut calculer la capacité lorsqu'on connaît la fréquence et la différence de potentiel e_1. En modifiant la résistance R on obtient au voltmètre différentes déviations et la capacité peut être déterminée par diverses tensions. C'est de cette manière que Sahulka a déterminé la capacité d'un voltmètre multi-cellulaire W. Thomson pour diverses différences de potentiel comprises entre 124 et 195 volts et a obtenu des valeurs variant de 97,6 à 122 millionièmes de microfarad. Si la capacité varie sensiblement avec la différence de potentiel, on peut représenter la relation entre ces deux grandeurs par une courbe (fig. 3) de laquelle on tire les valeurs à porter dans les formules précédemment indiquées.

La méthode de mesure des tensions élevées par l'adjonction de condensateurs aux voltmètres ou aux électromètres est employée depuis longtemps par l'auteur et a toujours donné d'excellents résultats. E. B.

***Phasemètre*. A. Grau.** *Elektrotechnische Zeitschrift*, 31 mars.

La puissance d'un courant alternatif $E_1 J_1 \cos \varphi$ est donnée au moyen du wattmètre par l'expression $Cw\alpha$ en appelant E_1 la différence de potentiel, J_1 l'intensité du courant, φ le décalage entre la tension et le courant, C la constante de l'instrument, w la résistance totale de la bobine et

du rhéostat additionnel non inductif, α l'angle de torsion.

Soit i l'intensité du courant dans le système mobile, on a $E_1 = iw$ et $E_1 J_1 \cos \varphi = C w \alpha$ prend la forme $J_1 i \cos \varphi = C\alpha$.

Si le dispositif pouvait être monté de telle façon que, même pour des puissances variables, l'intensité de courant i dans la bobine mobile et le courant J_1 parcourant la bobine fixe de l'instrument restent constants, l'instrument pourrait être employé non comme puissance-mètre mais comme instrument de mesure de $\cos \varphi$.

Pour atteindre ce but, on construit la bobine fixe du wattmètre en fil de manganin ou de constantan de dimensions déterminées et on relie à un voltmètre les extrémités de cette

Fig. 1.

bobine, dont la résistance est exactement connue. Comme la résistance de cette bobine est constante entre des limites étendues, la déviation du voltmètre peut servir à déterminer l'intensité du courant traversant la bobine fixe. Si cette déviation reste constante, le courant J_1 est constant aussi.

Pour maintenir J_1 constant, c'est-à-dire pour le rendre indépendant de l'intensité du courant absorbé dans l'appareil d'utilisation, on monte en parallèle avec la bobine fixe de l'instrument une résistance liquide (fig. 1). Cette résistance liquide et la bobine fixe formée d'un petit nombre de tours pouvant être considérées comme dépourvues d'inductances, on peut admettre, avec une exactitude suffisante pour la mesure, que les deux courants J_1 et J_2 et le courant résultant J sont en phase. Dans ces conditions, sans modifier sensiblement le courant résultant J nécessaire à l'appareil d'utilisation et quelle que soit la valeur de ce courant, on peut, grâce à la résistance liquide, maintenir constant le courant J_1 traversant la bobine fixe de l'instrument.

En ce qui concerne l'intensité du courant i traversant le système mobile de l'instrument, on peut la maintenir toujours à la même valeur en modifiant convenablement la résistance mise en série. Comme la grandeur de cette dernière est choisie de façon que la self-induction de la bobine mobile ait une influence négligeable, le

Fig. 2.

courant i est en phase avec la différence de potentiel E aux bornes de l'appareil d'utilisation. Par conséquent, J_1 étant en phase avec J, si J_1 et i sont maintenus constants, on a $\cos \varphi = \frac{C\alpha}{J_1 i} = K\alpha$ où $K = \frac{C}{J_1 i}$ est une constante.

Les indications de l'instrument multipliées par une constante K donnent le facteur de puissance $\cos \varphi$.

Si l'on trace au-dessus de la graduation ordinaire une seconde graduation dans laquelle une division vaut K divisions de la première, on peut lire directement sur cette échelle le facteur de puissance.

Une troisième échelle peut être graduée de façon à donner directement la valeur de l'angle φ.

L'instrument devient alors un phasemètre à lecture directe.

Si la résistance du système mobile n'est pas réglable, et si par conséquent elle ne peut pas être modifiée pour les diverses tensions E, de façon que i reste toujours constant, les valeurs de i subiront des variations correspondantes à celles de la différence de potentiel, et avec elles la constante de l'instrument $K = \frac{C}{J_1 i}$. Si la variation de tension est connue, la valeur de K peut être déterminée facilement. L'instrument peut donc être employé non seulement pour une différence de potentiel normale, mais pour des différences de potentiel variables dans d'assez grandes limites.

En partant des considérations précédentes, nous avons placé dans un wattmètre donné une bobine en manganin de 0,303 ohms et nous avons relié l'instrument à un voltmètre de sensibilité convenable ; avec l'adjonction d'une résistance liquide cet appareil a servi à faire une série d'essais. Le voltmètre employé doit avoir une sensibilité suffisante pour permettre de maintenir toujours J_1 exactement constant.

Avant chaque mesure la résistance liquide a été mise en court-circuit et ensuite réglée jusqu'à ce que l'on ait obtenu exactement l'intensité de courant J_1 dans l'instrument.

Pour contrôler les données, les angles de décalage φ ont été calculés d'après la puissance, le courant et la différence de potentiel. Le dispositif employé est celui de la figure 2 ; le tableau suivant résume les résultats trouvés

Puissance	Courant	Différence	cos φ	
watt	ampère	de potentiel	calculé	mesuré
135	7,3	107	0,172	0,179
820	8	107	0,958	0,965
528	12,7	107	0,389	0,384
860	14	107	0,574	0,568
865	19,7	107	0,325	0,302

La constante de l'instrument était, à 107 volts, K = 0,004088.

B. L.

DIVERS

Appareil pour le centrage des arbres, etc.

Un dispositif léger, commode et pratique pour le centrage des arbres, disques, hexagones, etc., se trouve représenté dans la photographie ci-jointe. L'appareil consiste en un mandrin universel adapté à un cadre en aluminium qui tient du côté opposé un moteur avec une mèche et une fraise dans l'alignement du centre du mandrin. Le moteur roule dans

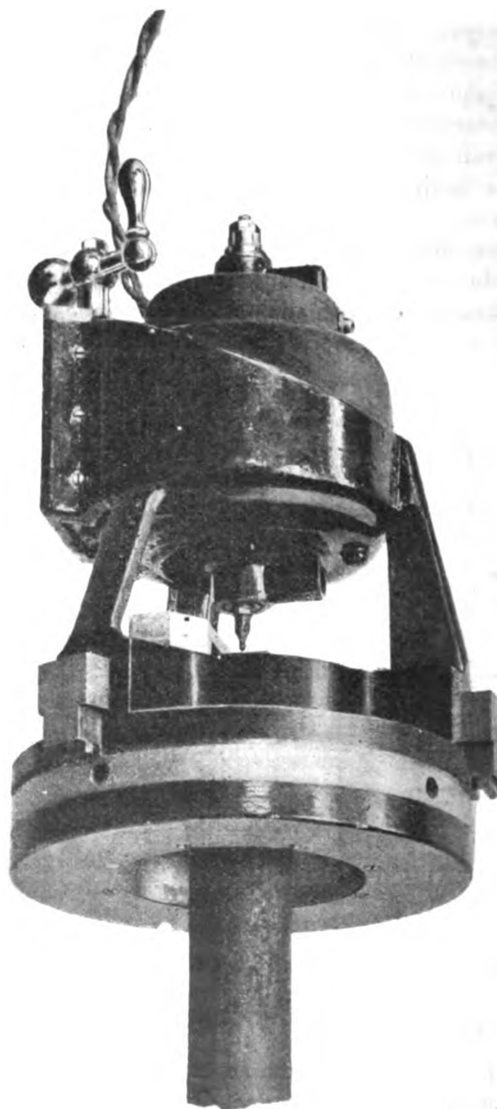


Fig. 1.

une coulisse à clavette et est actionné par une vis d'avance et une poignée. De cette façon, la mèche et la fraise pénètrent dans l'extrémité de la barre. L'usure et le jeu sont reçus par des coulisses et des vis à la base du pied de fonte. Un arrêt traversant l'intérieur de l'ouverture du mandrin empêche la pointe de la mèche d'être trop brusquement mise en con-

tact avec l'extrémité de la barre en cas de négligence.

On voit immédiatement que cette machine modifie singulièrement la méthode de centrage des barres pour le tournage. De plus l'appareil peut s'appliquer à la barre quel que soit l'endroit où celle-ci se trouve. On n'est plus de cette façon tenu de transporter de lourdes pièces à la machine à centrer ou de les centrer au tour.

La force motrice est empruntée à une conduite d'éclairage électrique à 110 volts ou à une petite batterie d'accumulateurs. Un rhéostat placé à l'arrière du moteur permet le contrôle.

L'appareil peut évidemment se faire en plusieurs dimensions suivant la taille des pièces à travailler. L'appareil représenté ici mesure 20 cm de diamètre extérieur au mandrin, 25 cm de longueur et pèse 11 kg environ. Il convient à des barres de 10 cm au maximum.

L'appareil rendra probablement de grands services dans les usines où l'on travaille les métaux.

E. G.

Signaux automatiques pour chemins de fer électriques.

La Compagnie des signaux pneumatiques, de Rochester, a récemment réalisé un système de signaux automatiques par circuit de voie pour chemins de fer électriques. Le courant employé est à bas voltage (1/2 à 1 volt).

A première vue, cela paraît impossible, parce que les rails employés pour le retour du courant sont au même potentiel et que ce potentiel est aux environs de 500 volts.

Du reste, l'expérience montre que le circuit de voie ne fonctionne pas convenablement si la différence de potentiel entre les deux rails dépasse 1 ou 2 volts.

D'autre part, on comprend sans peine qu'il est impossible de conserver l'indépendance entre deux courants continus de potentiels différents circulant dans un même conducteur.

Mais, si au lieu de faire usage de deux courants de même nature on emploie un courant continu et un courant alternatif et des appareils appropriés pour empêcher ces courants de réagir l'un sur l'autre ou du moins d'agir sur le récepteur de l'autre, le circuit devient possible et pratique.

Laisser le courant continu pour les moteurs, employer le courant alternatif à basse tension pour les signaux, tel est le principe du système qui nous occupe.

La ligne est divisée en sections, mais un seul rail est interrompu.

Les joints isolés employés pour séparer ce rail sont cependant franchis par des dispositifs électriques qui livrent passage sans résistance au courant continu retournant à la centrale, mais empêchant le passage du courant alternatif. Le fonctionnement des signaux d'une section est donc indépendant de celui d'une autre. Pour le courant continu, les deux rails sont au même potentiel, pour le courant alternatif, ils sont à des potentiels différents pour le fonctionnement du circuit de voie.

Le schéma ci-joint montre la disposition des appareils.

La centrale ou la sous-station est pourvue d'un petit générateur de courant alternatif, spécialement conditionné à cet effet. Comme chaque section demande environ 50 watts, une ligne à deux voies de 34,135 km demanderait une machine de 2 kilowatts si les sections sont de 1 609 m. Un fil de cuivre n° 10 est placé sur toute la longueur de la ligne (à 300 volts, par exemple) pour le transport du courant alternatif. Le retour du courant alternatif se fait par les rails.

La ligne à courant alternatif alimente les primaires de transformateurs 100 : 1 dans chaque section. Les secondaires de ces transformateurs sont connectés directement à travers les rails aux extrémités de chaque section. Ainsi est fourni le courant du circuit de voie qui doit actionner le relais de chaque signal. Ces relais ne sont sensibles qu'à des courants alternatifs d'une fréquence déterminée. Les points de contact du relais se ferment par une révolution partielle de l'armature. Le courant continu est sans effet sur les relais.

Les circuits locaux des signaux passent par les contacts de ces relais. Lorsqu'il n'y a pas de voiture dans la section, le circuit de voie part du secondaire du transformateur, traverse le premier rail, le relais, va à l'autre rail et revient au transformateur.

Lorsque ce circuit est complet, il tient les contacts du relais fermés et ferme le circuit local du signal, ce qui met ce dernier à la position « libre ».

L'entrée d'une voiture dans la section court-circuite le transformateur, désactive le relais et ouvre le circuit du signal, ce qui met le signal à « danger ».

Toute interruption dans le circuit de voie, quelle qu'en soit la cause, prive le relais de son courant et amène le signal à « danger ».

Outre un générateur à courant alternatif servant pour toute la ligne et du mécanisme signalateur qui peut être de n'importe quel modèle, l'appareil complet de chaque section comporte donc un transformateur de 50 watts, les appareils employés pour rendre continu le rail de block et un relais. Ce dernier est la seule partie du système qui ait des organes mobiles.

Le système est disposé de telle sorte qu'aucune combinaison ou défectuosité des parties ne puisse donner la position « libre » lorsqu'il faut la position « danger ».

Le perçage même de l'isolation des rails entre sections amène le signal « danger ».

Aucun courant de source étrangère ne peut entraver le fonctionnement du système. La présence de courants alternatifs fortuits ne peut actionner le relais.

Là où l'on emploie les signaux à électromoteurs, six petits éléments d'accumulateurs sont connectés à travers une résistance pour actionner le moteur du signal.

La batterie fournit également une réserve qui actionne les signaux aux moments où le courant du moteur est coupé. La batterie est chargée continuellement par un quart d'ampère environ. Des lampes à incandescence servent de résistance dans le circuit de trôlet à 500 volts pour charger la batterie. Ces lampes peuvent se placer notamment dans la lanterne du signal et indiquer la position du bras du sémaphore.

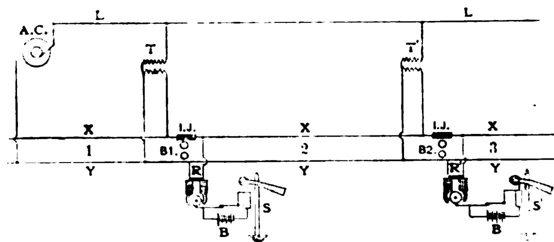


Fig. 1.

Il n'est pas besoin comme sur les lignes à vapeur de faire les signaux la nuit par des fanaux colorés. Il suffit, pour les lignes électriques, de placer un certain nombre de lampes à incandescence alimentées par la ligne à haute tension et servant en même temps de résistances pour charger la batterie avec le courant à 500 volts.

E. G.

SOCIÉTÉS SAVANTES ET TECHNIQUES

ACADÉMIE DES SCIENCES

Séance du 16 mai.

Sur l'état microscopique des pôles et les spectres des décharges. Note de M. **B. Éginitis**, présentée par M. J. Violle.

« 1. Quand les étincelles jaillissent, l'aspect microscopique des pôles n'est pas le même pour tous les métaux. Ainsi, l'état des pôles de manganèse, de fer, de platine, de nickel est très différent de celui des pôles de plomb, d'aluminium, d'étain, etc.

» Les bouts des pôles, constitués de métaux de la première catégorie, sont ornés de points brillants, qui se ramassent surtout sur les arêtes ou les sommets des pôles. Ainsi, avec des pôles prismatiques à base carrée, les points brillants forment des lignes droites tout le long des arêtes qui sont en même temps liées par des courbes régulières formées aussi de points brillants.

» Les métaux de l'autre série ne présentent pas de points pareils et les étincelles, dans ce cas, paraissent jaillir d'un point unique ou d'une partie restreinte des pôles.

» Avec quelques métaux de la deuxième série (plomb, étain, etc.) on voit apparaître des gouttes, qui proviennent de la fusion du métal et qui disparaissent subitement, si les étincelles jaillissent sur elles. Dans le cas du plomb (pôles prismatiques à base plane rectangulaire,

disposés horizontalement) nous avons remarqué une fois le phénomène suivant : Pendant la décharge, quelques gouttes s'étaient formées à la partie inférieure de la base. Ces gouttes, après avoir atteint un diamètre de 3μ environ, s'étaient mises en mouvement *ascendant*, l'aspect qu'elles présentaient pendant cette ascension étant exactement semblable à celui des gouttes d'eau descendant le long d'un mur. Elles disparurent enfin avec un bruit très aigu, quand elles arrivèrent là où les étincelles jaillissaient.

» 2. Les photographies des pôles, prises avec un très fort grossissement, incitent à penser que chacun des points brillants est un centre d'émission de vapeurs incandescentes. On dirait que ces points sont de véritables cratères microscopiques, disséminés sur une longueur qui varie avec la nature des pôles, leur forme, leur distance, la self-induction du circuit, etc.

» En augmentant la self-induction du circuit de décharge, le nombre des points brillants augmente jusqu'à une certaine limite, pour diminuer ensuite très vite. Cependant, l'intensité du spectre diminue au commencement, tandis que la température des pôles augmente. Quand l'un des pôles est plus chauffé que l'autre, c'est lui qui s'orne de quelques-uns de ces cratères, tandis que sur l'autre on n'en distingue pas.

» La plupart des métaux dont le spectre est plus ou moins renforcé par l'augmentation de la self-induction présentent ce phénomène des points brillants, la température des pôles de ces métaux augmentant énormément avec les petites valeurs de la self-induction.

» 3. Les variations de l'état des pôles que l'on distingue au microscope, quand la self-induction augmente, peuvent être provoquées par d'autres moyens.

» Quand on élève artificiellement la température des pôles, le nombre des points brillants augmente de plus en plus, comme si l'on avait augmenté la self-induction du circuit de décharge. En même temps, les phénomènes lumineux des étincelles subissent les variations qui correspondent aux premières variations de la self-induction. Au contraire, le refroidissement des pôles est accompagné de phénomènes inverses. Il est donc probable que l'augmentation du nombre des points est due à l'élévation de la température des pôles qui provient de la self-induction du circuit.

» Quand les bobines de self-induction sont munies de noyaux métalliques l'état des pôles subit des variations semblables à celles des phénomènes lumineux et calorifiques des étincelles [1]. »

Sur les rayons cathodiques. Note de M. P. Villard, présentée par M. Mascart.

« En 1858 Plücker avait observé que dans une ampoule à gaz raréfié placée dans un champ magnétique intense la lumière négative se dispose suivant un tube de force ayant pour base la cathode. Récemment M. A. Broca [2] a nettement établi que dans un champ puissant il se produit simultanément des rayons cathodiques ordinaires s'enroulant autour du champ suivant les lois connues, et une seconde espèce de rayons qui suivent les lignes de force. Ces phénomènes ont également été étudiés par M. Pellat qui les a interprétés en admettant l'existence d'un frottement anisotrope des particules cathodiques dans le champ magnétique [3].

» L'existence de deux espèces de rayons peut être facilement vérifiée par des dispositifs analogues à ceux de M. Broca ; on peut également employer une ampoule cylindrique étroite placée obliquement dans un champ uniforme ou mieux convergent : on voit alors simultanément le faisceau dirigé suivant les lignes de force et la trace fluorescente produite sur la paroi par les rayons ordinaires déviés et disposés suivant une nappe hélicoïdale [4].

» Le procédé le plus simple consiste à observer les rayons dans l'oxygène pur qu'ils illuminent brillamment en jaune. On distingue alors très nettement, et sans troubler le phéno-

(1) L'influence d'un noyau de cuivre est plus grande que celle d'un noyau semblable de laiton.

(2) *Comptes rendus*, t. CXXVI, 1898, p. 736 et 823.

(3) *Comptes rendus*, t. CXXXIV, 1902, p. 352 et 697.

(4) Quand on fait croître le champ, on observe d'abord une tache fluorescente unique de plus en plus déviée qui s'allonge en arc d'hélice ; quand le rayon de courbure des rayons les plus déviés est devenu assez petit, ceux-ci passent sans toucher le verre, décrivent une spire de plus et font brusquement apparaître sur la paroi une deuxième tache fluorescente semblable à la première, puis, de même, une troisième et une quatrième, de plus en plus faibles.

mène. le faisceau hélicoïdal et le faisceau en tube de force. Ces aspects peuvent être photographiés.

« Ces rayons de seconde espèce, que j'appellerai *magnéto-cathodiques*, pour rappeler leur mode de formation, se produisent, toutes choses égales d'ailleurs, avec une différence de potentiel moindre que les rayons ordinaires ; leur apparition détermine une chute de tension aux électrodes et, par suite, un affaiblissement notable, ou même une suppression complète des rayons cathodiques proprement dits [1]

» Les propriétés principales des deux espèces de rayons sont essentiellement différentes. Pour les rayons magnéto-cathodiques, le champ est non seulement directeur, mais aussi moteur. Si, en effet, l'on gêne l'émission (plus exactement l'alimentation) en plaçant près de la cathode un diaphragme à petite ouverture, on constate qu'en faisant croître suffisamment le champ on peut obtenir une émission au travers de cette ouverture ; de même la fluorescence excitée sur le verre et surtout la luminescence du gaz traversé par les rayons augmentent d'intensité avec le champ.

» Les rayons magnéto-cathodiques ne sont pas électrisés :

» L'ombre d'un fil ne s'élargit pas quand on charge ce fil négativement (expérience de M. Perrin [2]). On peut même relier ce fil à la cathode sans obtenir, soit un élargissement de l'ombre, soit la suppression des rayons passant près du fil.

» La méthode du cylindre de Faraday, devenue classique depuis les travaux de M. Perrin, permet de vérifier directement cette absence d'électrisation : il convient seulement d'éviter le mélange des rayons en plaçant, en avant de la cathode, un diaphragme à petite ouverture, et il est commode de ne pas mettre en ligne droite la cathode, le diaphragme et l'ouverture de l'enceinte protégeant le cylindre. Dans ces conditions, en l'absence du champ, aucun rayon n'arrive au cylindre, et, si l'appareil est électriquement étanche, l'électroscope n'accuse aucune charge. On peut ensuite, à volonté, diriger dans le cylindre soit les rayons ordinaires, au moyen d'un aimant faible, soit les rayons magnéto-cathodiques en orientant convenablement l'ampoule dans un champ puissant. Une poudre fluorescente, déposée sur l'enceinte du cylindre, facilite le réglage de l'expérience. Or, l'arrivée des rayons ordinaires dans le cylindre produit instantanément une divergence des feuilles d'or correspondant à plusieurs centaines de volts ; la divergence est, au contraire, absolument nulle avec les rayons magnéto-cathodiques.

» Leur charge, si elle existe, est donc incomparablement moindre que celles des premiers. Il est fort probable que cette charge est nulle et que ces rayons sont autre chose qu'électrisés.

» En effet, si l'on fait passer un mince faisceau de rayons magnéto-cathodiques dans un champ électrique (longueur des plateaux 40 mm à 50 mm, écartement 8 mm à 10 mm, différence de potentiel 250 à 500 volts) on observe une déviation, mais, contrairement à ce qui a lieu en pareil cas pour les rayons de Hittorf, *cette déviation se produit perpendiculairement aux lignes de force électrique*. Le sens de la déviation change avec celui du champ électrique ou magnétique : ce dernier étant dirigé de droite à gauche, un observateur regardant dans la direction de la force électrique verra les rayons s'enrouler dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre. La grandeur de la déviation électrique est d'autant plus grande que le champ magnétique générateur est plus faible; c'est l'analogue de ce qui se passe pour la déviation magnétique des rayons cathodiques ordinaires.

» Ainsi les propriétés des rayons magnéto-cathodiques sont inverses de celles des rayons de Hittorf : le champ électrique agit sur les premiers comme le champ magnétique sur les seconde, et réciproquement ; c'est, je crois, le premier exemple réalisé d'une action laplacienne de la force électrique. »

(1) Dans certains cas, en particulier avec des ampoules très résistantes, on observe au contraire une élévation de la tension qui paraît due à l'électrisation négative des parois par les rayons déviés ramenés près de la cathode.

(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. XI, 1897, p. 507.

Sur une méthode propre à mesurer les coefficients de self-induction. Note de M. Iliovici, présentée par M. Mascart.

« La bobine dont on veut mesurer le coefficient de self-induction L se trouve dans un bras *ab*, de résistance r_1, d'un pont de Wheatstone, dont

les trois autres bras sont formés par des résistances non inductives et sans capacités, $ad = r_2$, $bc = r_3$, $dc = r_4$. La source d'électricité se trouve dans la diagonale ac, l'appareil de zéro dans la diagonale bd. Enfin entre le point c et un point e variable sur la résistance r_2 est branché un condensateur de capacité C.

» La méthode consiste à régler d'abord l'équilibre en régime permanent en agissant surtout sur la résistance r_4 ; ensuite en régime variable en déplaçant le point e sur la résistance r_2 (la résistance r_2 peut être formée par deux boîtes de résistances *jumelles;* le point e reste alors fixe et l'on agit sur les résistances $ae = x$ et $ed = y$ de façon que $x + y = r_2$ reste constant).

» Soient i_1, i_4, i_2, i_4, $i_2 - j$ les courants dans les résistances $\overleftrightarrow{ab}$, $\overleftrightarrow{ae}$, $\overleftrightarrow{bc}$, $\overleftrightarrow{dc}$, $\overleftrightarrow{ed}$, pendant le régime variable ; j le courant dans la branche $\overleftrightarrow{ec}$ du condensatenr.

» Si l'équilibre existe *à chaque instant* du régime variable, on a

$$i_1 = i_3, \quad i_2 - j = i_4, \quad r_3 i_3 = r_4 i_4,$$

$$r_1 i_1 + \mathrm{L}\frac{di_1}{dt} = x i_2 + y(i_2 - j),$$

$$j = \mathrm{C}y\frac{d(i_2 - j)}{dt} + \mathrm{C}r_4\frac{di_4}{dt};$$

d'où l'on déduit la relation

$$(r_1 r_4 - r_2 r_3) r_4 + [\mathrm{L}r_4 - \mathrm{C}x r_3 (y + r_4)]\frac{di_4}{dt} = 0. \quad (1)$$

» Le courant i_4 ayant comme valeur initiale zéro et ne pouvant pas être identiquement nul, l'équation (1) nous donne

$$r_1 r_4 - r_2 r_3 = 0, \quad (2)$$

qui est la condition d'équilibre en régime permanent. et

$$\mathrm{L} = \frac{\mathrm{C}x(y + r_4)r_3}{r_4} = \mathrm{C}\, r_3 x\left(1 + \frac{y}{r_4}\right). \quad (3)$$

» On sait que le prototype des méthodes de comparaison, au pont de Wheatstone, d'un coefficient de self-induction à une capacité, c'est la méthode de Pirani, dans laquelle la bobine dont on veut mesurer la self-induction L, en série avec une résistance R, aux extrémités de laquelle on branche une capacité C, forme l'un des bras du pont.

» On a alors la formule

$$\mathrm{L} = \mathrm{CR}^2$$

C étant habituellement petit, pour la mesure des coefficients de self-induction, R devra être grand; le courant qui traverse la bobine de self-induction sera donc forcément petit et la méthode peu sensible.

» Dans notre cas, au contraire, la formule qui donne L est très élastique : on peut s'arranger pour que le courant qui traverse la self-induction soit aussi grand que peut le supporter le fil, et l'on peut agir aussi sur les autres éléments de façon à obtenir une grande sensibilité.

» Il existe des variantes de la méthode de Pirani qui ont à peu près la même sensibilité que la nôtre ; mais notre méthode a surtout deux avantages sur toutes celles dans lesquelles on compare un coefficient de self-induction à une capacité :

« 1° Elle permet l'emploi d'un galvanomètre quelconque, balistique ou non ;

» 2° On peut employer *en toute rigueur et avec n'importe quelle vitesse de rotation*, le commutateur tournant (sécohmmètre) de MM. Ayrton et Perry, qui augmente énormément la sensibilité de la méthode.

» Ces deux avantages tiennent à ce qu'on s'arrange de façon que le courant dans l'appareil de zero soit *nul à chaque instant*, tandis que dans les méthodes genre Pirani, c'est seulement la quantité d'électricité qui traverse la balistique pendant *une décharge complète* qu'on peut rendre nulle.

» On peut aussi employer le courant alternatif, l'appareil de zéro pourra alors être un téléphone.

» *Application :* On a mesuré le même coefficient de self-induction avec et sans sécohmmètre et l'on a trouvé.

» 1° Sans sécohmmètre :

$r_3 = 0^\omega{,}28$, $\mathrm{C} = 7{,}5$ microfarads,
(i_1) rég. perm. $= 4$ ampères, $x = 730^\omega$ à 20^ω près,
$r_j = 10\,380^\omega$; $r_4 = 15\,490^\omega$,

d'où

L = 0,00255 henry à 3 p. 100 près.

» 2° Avec secohmmètre :

$x = 745^\omega$ à 1^ω près en plus ou en moins,

d'où

L = 0,002600 henry à moins de 0,2 p. 100 près. »

Méthode pour l'enregistrement continu de l'état d'ionisation des gaz. Ionographe. Note de **M. Ch. Nordmann**, présentée par M. Lœwy.

» Les divers procédés employés jusqu'à ce jour pour l'étude de l'ionisation et de la radio-activité comportent des modes opératoires assez longs et compliqués qu'il faut renouveler à chaque nouvelle mesure et qui nécessitent chaque fois l'intervention de l'opérateur; ils ne se prêtent pas à un enregistrement et les mesures, outre que chacune d'elles prend un certain temps, sont forcément discontinues [1].

» La méthode que je vais décrire paraît éviter ces inconvénients; elle réalise, en quelque sorte, automatiquement les mesures, et se prête à la fois à l'enregistrement photographique et continu, et à des lectures directes et immédiates à un moment quelconque, et sans l'intervention d'aucun mode opératoire, l'appareil une fois réglé.

» I. Le gaz étudié se trouve entre les armatures d'un condensateur; l'une a est portée à un potentiel suffisant pour produire entre les armatures le courant de saturation; l'autre b est reliée d'une part à l'électromètre, d'autre part à la terre par l'intermédiaire d'une résistance très grande R (dont la valeur sera déterminée ci-dessous); sous l'influence du champ produit dans le gaz entre les armatures, b recueille par seconde une quantité d'électricité Q, caractéristique du nombre n des ions produits par seconde au sein de ce gaz. Soient C la capacité et E le potentiel de b et de ses connexions électromagnétiques; les quadrants de l'électromètre étant séparés au temps zéro, la charge CE de b au bout de temps t sera évidemment égale à Qt moins la quantité d'électricité perdue au sol à travers la résistance R. On peut donc écrire

$$CE = Qt - \int \frac{E}{R};$$

l'intégration de cette équation conduit à l'expression

$$E = QR\left(1 - e^{-\frac{t}{CR}}\right). \qquad (1)$$

» Si alors le nombre n des ions produit au sein du gaz devient n', la quantité d'électricité recueillie par b devenant Q', il est facile de voir qu'on aura au bout d'un nouveau temps t

$$E' = Q'R\left[1 - \frac{Q' - Q}{Q'} e^{-\frac{t}{RC}}\right]. \qquad (2)$$

» On peut par un choix convenable des constantes de l'appareil (nous en verrons ci-dessous un exemple (rendre très petite la partie exponentielle des expressions (1) et (2), de sorte que pratiquement, au bout d'un temps inappréciable, E et E' peuvent être considérés comme égaux, respectivement à QR et Q'R.

Autrement dit, à chaque instant la lecture de l'électromètre (que l'on peut soit suivre sur une échelle divisée, soit recueillir sur un papier sensible entraîné uniformément par un mouvement d'horlogerie) est un nombre proportionnel au nombre des ions produits dans le gaz étudié. La connaissance de la constante R permettra de graduer la feuille de l'enregistreur en « nombre d'ions par centimètres cubes [1].

» II. Il est facile d'interpréter objectivement la formule $E = QR$ $\left(\text{qui correspond à une valeur de } t \text{ rendant négligeable } e^{-\frac{t}{RC}}\right)$: il est évident en effet que le potentiel de b supposé par exemple nul au début, doit augmenter par suite de l'apport continuel des ions jusqu'au moment où il reste stationnaire, la quantité Q apportée par les ions en 1 seconde étant alors égale à l'intensité du courant qui va du sol à travers la résistance R; on aura alors $\frac{E}{R} = Q$ ou $E = QR$, ce qui est bien l'expression ci-dessus.

» III. La sensibilité de l'appareil est, comme il ressort des expressions ci-dessus, proportionnelle à R, pour une valeur donnée de l'ionisation. Mais, d'autre part, on ne peut pas trop augmenter R, car la partie exponentielle de E et E' croît rapidement avec R et avec elle le léger retard des indications de l'appareil sur le phénomène; ce retard doit être négligeable à côté de la vitesse avec laquelle varie la quantité Q. Il sera d'ailleurs d'autant plus petit pour

[1] Seul le quartz piézoélectrique de M. Curie permettait d'échapper jusqu'ici à cette discontinuité dans les mesures; mais il exige l'intervention constante de l'opérateur et ne se prête pas à l'enregistrement automatique.

[1] Il est naturellement indispensable d'employer un électromètre à zéro fixe; il sera bon de vérifier de temps en temps la position de ce zéro.

une sensibilité donnée que Q sera plus grand.

» Il convient donc de déterminer la valeur la plus convenable des constantes R et C selon la nature des phénomènes étudiés et l'objet particulier de chaque expérience.

» Je vais en donner un exemple :

» *Applications aux ionisations intenses telles que celles produites par le radium et les rayons X.* — Pour les ionisations très intenses et avec les appareils de dimensions moyennes utilisés ordinairement pour leur étude, Q est de l'ordre 10^{-8} coulomb par seconde, c'est-à-dire 10^{-8} ampère.

» Supposons que l'électromètre employé donne 500 divisions pour 1 volt et qu'on veuille apprécier des variations de $\frac{1}{100}$; comme on peut estimer facilement la demi-division, on déduit de la formule (1) qu'il faudra prendre

$$R \geq 10^7 \text{ ohms}.$$

» Supposons qu'on prenne $R = 10^7$ ohms; le temps t au bout duquel $E = QR$ à $\frac{1}{100}$ près est donné par $\frac{t}{RC} \geq \frac{\log 100}{\log e}$.

» Ce temps sera donc plus petit que 1/2 seconde par exemple à condition de prendre B inférieur à 10^{-2} microfarad environ, ce qui est parfaitement réalisable dans la pratique. Les capacités auxquelles on a affaire ordinairement dans les expériences de radioactivité étant bien inférieures à 10^{-2} microfarad, il s'ensuit que ce temps t sera inférieur d'autant à 1/2 seconde; on voit qu'ainsi l'appareil enregistre d'une manière pour ainsi dire immédiate les états d'ionisation variables du gaz étudié.

» Quant à $R = 10^7$ ohms, je rappelle qu'on construit facilement des résistances très constantes de cet ordre, comme l'ont montré successivement Hittorf, M. Warburg et M. Max Reich, en employant une solution d'iodure de cadmium dans l'alcool amylique dans un tube à électrodes de cadmium.

» Cette méthode paraît de nature à être utilisée pour les recherches les plus variées relatives à l'ionisation et à la radioactivité; et peut-être, en raison des avantages énumérés au début de cette Note, pourra-t-elle y rendre quelques services.

» Il sera, je crois, commode de donner aux appareils construits suivant le principe que je viens d'exposer le nom d'*Ionographes*, qui caractérise semble-t-il clairement leur objet.

» Dans une prochaine communication, j'étudierai plus particulièrement l'application de cette méthode à l'enregistrement continu de l'ionisation atmosphérique.

Influence de la fréquence dans l'électrolyse par courant alternatif. Note de MM. **André Brochet** et **Joseph Petit**, présentée par M. Henri Moissan.

« De la Rive, qui fit les premières recherches sur l'électrolyse par courant alternatif, observa que la quantité de produits formés aux électrodes diminuait rapidement lorsque l'on augmentait la fréquence. Ce point fut confirmé depuis par tous ceux qui se sont occupés de cette question.

» Au cours de l'étude que nous avons entreprise sur ce même sujet nous avons observé un certain nombre de faits qui nous ont engagés à étudier l'action de la fréquence dans quelques cas particuliers.

» Dans une note précédente, nous avons fait remarquer que le fer et le platine (nous avons ajouté par erreur le cobalt), pratiquement insolubles comme anodes en présence de cyanure de potassium, devaient, s'ils entraient en solution sous l'influence d'une série de courants alternativement positifs et négatifs, présenter un maximum de dissolution pour une fréquence déterminée.

» Nous avons constaté l'exactitude de cette hypothèse dans le cas du courant sinusoïdal.

» Nous nous sommes servis, pour effectuer la présente série de recherches, d'une commutatrice à excitation séparée dont nous faisions varier la vitesse en agissant sur la tension aux bornes de l'induit. Nous avons pu disposer ainsi de courants dont la fréquence était comprise entre sept et cent périodes par seconde.

» Ces expériences furent faites dans des conditions identiques, en utilisant des tiges de différents métaux, avec une intensité de 1 ampère correspondant à une densité de courant de 20 ampères par décimètre carré environ.

» Pour la comparaison facile des résultats, nous les avons réunis sur des courbe. Les ordonnées représentent le rapport du poids de métal dissous pendant l'unité de temps à son équiva-

lent électrochimique ; les abscisses donnent la fréquence en période par seconde.

» La courbe relative au cuivre montre que ce métal se dissout d'autant moins, dans une solution de cyanure de potassium, à quatre molécules-grammes par litre, que la fréquence est plus élevée.

» Cette réaction correspond donc à ce que l'on avait observé jusqu'à présent. Mais tous les métaux n'agissent pas de la même façon.

» Le fer donne une courbe présentant un maximum très net.

» Le platine fournit également des résultats intéressants. Sa solubilité spontanée dans le cyanure de potassium fut indiquée par Sainte-Claire Deville et Debray. Elle est insignifiante avec le métal en lame et ne se produit en tous cas qu'à la température de l'ébullition. La solubilité sous l'influence du courant alternatif que nous avons étudiée récemment est au contraire très importante. Le fait avait été signalé antérieurement par Ruer [1].

» La courbe relative au platine montre que, dans la limite de nos expériences, la dissolution de ce métal augmente d'une façon régulière au fur et à mesure que l'on élève la fréquence.

» Les courbes du nickel et du cobalt passent par un maximum très net.

» Nous avons étudié comparativement l'action de l'acide sulfurique sur le plomb ; dans les conditions de nos expériences l'effet de la fréquence est à peu près insensible.

» *Conclusions.* — Il était admis jusqu'à présent que, dans l'électrolyse par courant alternatif, la fréquence avait une action capitale sur les réactions mises en jeu et que la quantité de produits formés aux électrodes décroissait rapidement au fur et à mesure que cette fréquence s'élevait.

» Nous établissons par la présente série de recherches que cette remarque n'est pas générale et que, fait assez inattendu, la fréquence n'a qu'une action faible dans le cas, précisément, de réactions particulières au courant alternatif, telles que la dissolution du fer et du platine dans le cyanure de potassium et celle du plomb dans l'acide sulfurique.

» Avec le nickel et le cobalt, la fréquence agit d'une façon toute particulière en contradiction avec ce que l'on avait admis jusqu'ici.

» Il résulte enfin de nos observations que le courant alternatif paraît jouir de propriétés électrolytiques spéciales toutes différentes de celles du courant continu. »

[1] *Z. phys. Chem.*, t. XLIV, p. 81.

SOCIÉTÉ FARADAY

Expériences sur l'électrolyse des solutions en couches minces et son application à l'impression. **C. R. Darling.** Communication lue à la réunion de la *Faraday Society* le 21 mars 1904.

Dans une première série d'expériences, l'auteur est arrivé à la conclusion que l'électrolyse des solutions en couche mince conduit dans beaucoup de cas à des résultats différents de ceux obtenus par l'électrolyse d'un bain ordinaire ; l'emploi de papier mince, imbibé d'électrolyte permet l'étude de l'électrolyse dans des couches d'un dixième de millimètre.

L'appareil servant au procédé d'impression électrolytique se compose d'une plaque de métal servant d'anode et d'une cathode constituée par des caractères d'imprimerie ou par des planches gravées. On imprime sur une feuille de papier imbibée d'une solution convenable et séchée entre des feuilles de papier buvard ; cette feuille repose sur un bloc de papier légèrement humide. Pour imbiber le papier destiné à recevoir l'impression, l'auteur a essayé de nombreuses solutions de sels : nitrate d'argent ; sulfate et nitrate de cuivre ; acétate et nitrate de plomb ; nitrate de mercure ; nitrate de bismuth. Tous ces sels ont donné des impressions qui disparaissent plus ou moins rapidement. Avec le nitrate d'argent on obtient cependant une impression permanente, mais le papier noircit par exposition à l'air. Les sels de manganèse employés comme électrolytes donnent une impression permanente. L'auteur s'est servi des solutions suivantes : solution demi saturée de sulfate de manganèse ; nitrate de manganèse ; mélange de nitrate de sodium et de sulfate de manganèse. Toutes ces solutions donnent des dépôts qui brunissent rapidement à l'air et sont permanents ; des impressions datant de cinq ans, n'ont pas encore subi d'altération.

Un essai a été fait pour obtenir industriellement du papier contenant un sel de manganèse, en incorporant un sel soluble de manga-

nèse dans la pâte ; mais le sel disparaît pendant les dernières phases de la fabrication (lavages, passages entre les cylindres).

Le procédé d'impression électrolytique dans son état actuel ne paraît pas devoir supplanter l'encre d'imprimerie pour les usages courants, mais dans certains cas particuliers, il est probable qu'il pourrait être appliqué, l'impression obtenue étant aussi nette que la meilleure impression à l'encre. L'auteur espère pouvoir faire bientôt une communication traitant des applications de l'impression électrolytique et de l'électrolyse dans les solutions en couche mince. C. L.

Séance du 13 avril 1904.

Au cours de la séance ordinaire tenue le mercredi 13 avril 1904 par la « Faraday Society » à l' « Institution des ingénieurs électriciens », M. E.-G.-P. Bousfield a donné lecture d'une note sur « Les expériences avec une nouvelle pile primaire ». Cette nouvelle pile consiste en un vase poreux intérieur, contenant de l'acide nitrique et un pôle en charbon, et un vase extérieur contenant une solution d'hydrate de sodium et un pôle métallique, de préférence de zinc. On peut ainsi, avec une solution de 12 à 15 p. 100, qui est une des solutions de conductibilité maxima, et des pôles de zinc et de charbon en circuit ouvert, obtenir une force électromotrice de 2,6 volts. Non seulement la pile possède une force électromotrice relativement élevée, mais elle peut être court-circuitée beaucoup plus longtemps que la majorité des autres piles avant d'être déchargée. Une telle pile mise en court-circuit avec une résistance totale de 0,61 ohm fournit un courant de 4,18 ampères qui tombent à 2,61 en une heure, à 2,38 en deux heures et demie et à 1,75 en six heures. Une pile plus petite donne un courant parfaitement constant, d'environ 0,8 ampère pendant vingt à vingt-cinq heures.

L'acide nitrique ne fut pas seul essayé dans ces piles. Mais aucun autre ne possède cette même « puissance durable ». On tenta également de se servir d'autres métaux que du zinc ; quelques-uns donnèrent des forces électromotrices plus élevées, mais qui ne furent que passagères. Avec deux pôles en charbon, la force électromotrice fut d'environ 1,35 volt. La pile est alors analogue à la pile au platine de Becquerel dans laquelle les électrodes sont respectivement plongées dans de l'acide et dans de la potasse caustique.

L'emploi de l'acide nitrique et de la soude caustique comme électrolytes a été combattu par M. W.-R. Cooper, qui prétend que la haute force électromotrice de la pile n'est qu'apparente et qu'elle tombe rapidement à une valeur de régime de 1,8 à 1,9. Il aimerait à voir des essais comparatifs avec une pile, par exemple au bichromate.

On a cependant essayé de perfectionner cette pile, ainsi que le mentionne M. J. Swinburne, en proposant, avec le Dr Swan, de convertir la pile en un élément à un élément à liquide triple avec un électrolyte neutre dans le compartiment moyen. L. M.

ACADÉMIE DES SCIENCES DE BERLIN

Sur la décomposition magnétique des lignes de radium. **C. Runge** et **J. Precht.** Mémoire présenté à l'Académie des Sciences de Berlin, séance du 18 février 1904 ; voir les *Sitzungsberichte* p. 417-428.

Les auteurs, en étudiant les lignes les plus intenses données par le spectre d'étincelle du radium, démontrent que les champs magnétiques produisent la même décomposition qu'on observe dans le cas de Mg, Ca, Sr, Ba. Cette décomposition est identique, non pas seulement qualitativement (c'est-à-dire par rapport au nombre de composantes et à leurs intensités relatives), mais même au point de vue quantitatif, les distances étant mesurées en fonction des nombres de périodes. Or quant à ce qui regarde une relation possible entre les nombres de périodes correspondant aux lignes homologues et le poids atomique de l'élément, on constate une formule simple dans le cas de la seconde série secondaire, alors qu'on ne trouve de relation pareille, s'appliquant à *toutes les séries* (la série principale et les deux séries secondaires) qu'en considérant en fonction des poids atomiques, non pas les nombres de périodes eux-mêmes mais les différences de chaque deux nombres de périodes correspondant à une paire de lignes ; en effet la formule empirique

$$y = c . x^n,$$

où y est le poids atomique, x la différence des nombres de vibrations et c et n certaines constantes, paraît très bien représenter les résultats

des expériences, qui d'autre part font voir que le radium appartient au groupe des terres alcalines. A. G.

Expériences ultérieures sur les phénomènes lumineux dus à l'ozone et au radium. MM. **F. Richarz** et **R. Schenck** (Mémoire présenté à l'Académie des Sciences de Berlin. Séance du 3 mars 1904; voir les *Sitzungsberichte*, p. 490.

Les auteurs, il y a quelque temps, ont fait part à l'Académie de l'observation que la sidoblende (sulfure de zinc) devient luminescente dans un courant d'ozone. Or, dans une communication ultérieure, les expérimentateurs résument quelques autres cas de luminescence due à l'ozone. Alors que le phosphore blanc, comme on sait, devient incandescent même dans l'air atmosphérique, le phosphore rouge ne présente une luminescence qu'au sein de l'ozone, luminescence qui est de faible intensité dans le cas du phosphore rouge ordinaire, tandis que celle du phosphore retiré d'une solution de tribromure de phosphore est fort intense. Quant à ce qui regarde l'effet désonizateur de la sidoblende et du phosphore rouge, un courant d'ozone qui, ayant été abandonné à lui-même, n'était pas capable d'agir sur un jet de vapeur, a exercé un effet très intense après être venu au contact de l'une ou l'autre de ces substances. Parmi les autres substances qui présentent une faible incandescence, au sein de l'ozone, il convient de mentionner l'acide arsénique vitreux, alors qu'une goutte d'huile de térébenthine présente une luminescence très forte. Les expérimentateurs observent même qu'un doigt de la main aussi bien que la laine, le papier, le lin, le coton, exposés à un courant d'oxygène fortement ozonisé et s'échappant dans l'air présentent une luminescence qui est due probablement à l'adhérence de l'ozone. Quant à savoir si la luminescence est due à l'oxydation des substances produite par l'ozone ou bien aux ions d'oxygène libérés par la désagrégation de l'ozone, les auteurs ont l'intention de faire des recherches spectroscopiques dans cette direction. A. G.

SOCIÉTÉ ALLEMANDE DE PHYSIQUE

Spectres de luminescence discontinus des corps solides, organiques, par **E. Goldstein**, Mémoire présenté à la Société allemande de physique. Séance du 15 avril, voir les *Verhandlungen*, p. 156-170.

L'auteur présente ses recherches sur les spectres de luminescence discontinus des corps solides organiques. On sait qu'à l'égal du verre des parois de l'ampoule, de nombreuses matières solides présentent une luminescence sous l'action des rayons cathodiques. Parmi les substances examinées dans cet ordre d'idées par MM. Wiedemann et Schmidt, il convient de noter un certain nombre de corps organiques, qui tous leur ont donné des spectres continus, alors que M. Crookes a observé des spectres discontinus en exposant à l'action des rayons cathodiques des terres rares et des solutions solides de ces dernières. L'auteur a étudié le groupe des corps dits aromatiques, comprenant, à côté de substances à coloration vive, des composés presque décolorés. Il s'est posé la question de savoir si dans ces corps le faible pouvoir d'absorption peut être exalté sous l'action des rayons cathodiques jusqu'à donner des couleurs résiduelles. Or, comme l'ont fait voir ses expériences, il en est bien ainsi. La luminescence souvent très intense, observée quand on expose certaines de ces substances au rayonnement cathodique a engagé l'auteur à étudier à nouveau la composition spectrale de cette lumière, bien que dans tous les corps appartenant à la série grasse, on n'ait trouvé que des spectres continus, exempts de toute structure. Le premier corps aromatique ainsi étudié, à savoir, le xanthone, présentant une phosphorescence rouge dans le rayonnement cathodique, a en effet montré un spectre discontinu bien marqué, comprenant 5 raies lumineuses étroites et analogues et qui appartiennent respectivement au vert, au bleu verdâtre et au violet (deux). Ce spectre rappelle vivement le spectre des carbures d'hydrogène gazeux dans les tubes Geissler, bien que la position des maxima soit essentiellement différente dans les deux cas. Des résultats analogues ont été observés dans le cas de nombreux corps appartenant à cette même série aromatique, et voici la relation approximative que vient de trouver M. Goldstein entre le caractère du spectre et la nature chimique des corps.

Dans les substances à deux anneaux ou plus, la tendance à donner des spectres discontinus semble être bien plus forte que dans les groupes à un anneau seulement. A. G.

Le Gérant : Ch. COINTE.

Tome XL. Samedi 23 Juillet 1904. 11e Année. — N° 30

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

ÉTUDE DE LA PROPAGATION DU COURANT EN PÉRIODE VARIABLE

SUR UNE LIGNE MUNIE DE RÉCEPTEUR [1]

Équation des télégraphistes. — Je vous rappelle d'abord comment M. Pomey est arrivé dans son cours à l'équation des télégraphistes. Soit dx la longueur d'un élément de fil, λdx sa self-induction, ρdx sa résistance, γdx sa capacité, $\mathrm{E}dy$ la force électromotrice qui règne dans cet élément, V le potentiel. i l'intensité ; on aura (par l'équation de ohm).

$$\lambda \frac{di}{dt} + \rho i = \mathrm{E} + \frac{dv}{dx}$$

D'autre part, la quantité d'électricité qui se trouve sur l'élément de fil est $\gamma \mathrm{V} dx$ et l'équation de continuité nous donne :

$$\frac{di}{dx} = \gamma \frac{dv}{dt}$$

Cette dernière équation montre qu'il existe une fonction Φ, telle que l'on ait :

$$i = \gamma \frac{d\Phi}{dt}, \quad \mathrm{V} = \frac{d\Phi}{dx}$$

et en remplaçant i et V par ces valeurs, nous voulons :

$$\gamma \lambda \frac{d^2\Phi}{dt^2} + \rho\gamma \frac{d\Phi}{dt} - \frac{d^2\Phi}{dx^2} = \mathrm{E} \qquad (1)$$

[1] Cette étude est la reproduction in extenso d'une série de conférences, faites à l'École Supérieure de Télégraphie et complétant le cours de M. Pomey.

C'est l'*équation des télégraphistes*. Si l'on suppose que la force électromotrice E qui a donné naissance à la perturbation a cessé, l'équation devient :

$$\gamma\lambda \frac{d^2\Phi}{dt^2} + \rho\gamma \frac{d\Phi}{dt} - \frac{d^2\Phi}{dx^2} = 0 \qquad (1\,bis)$$

qui nous apprend comment se propage une perturbation une fois produite. Si l'isolement de la ligne était imparfait, de façon que la ligne fût affectée d'une perte constante, il faudrait ajouter au premier nombre un terme en Φ. L'équation ainsi obtenue se ramènerait d'ailleurs aisément à la forme (1 *bis*).

Soit en effet :

$$\frac{d^2\Phi}{dt^2} + 2\beta \frac{d\Phi}{dt} + \gamma\Phi - \alpha \frac{d^2\Phi}{dx^2} = 0$$

l'équation complète, où β, γ et α sont des coefficients quelconques. Posons :

$$\Phi = \mathrm{U}e^{\mathrm{K}t}$$

l'équation conserve la même forme et devient :

$$\frac{d^2\mathrm{U}}{dt^2} + 2(\mathrm{K}+\beta)\frac{d\mathrm{U}}{dt} + (\mathrm{K}^2 + 2\mathrm{K}\beta + \gamma)\mathrm{U} - \alpha \frac{d^2\mathrm{U}}{dx^2} = 0$$

Si alors on prend $\mathrm{K} = -\beta$ on fait disparaître le terme en $\frac{d\mathrm{U}}{dt}$. Si au contraire on choisit K de façon à satisfaire à l'équation :

$$\mathrm{K}^2 + 2\mathrm{K}\beta + \gamma = 0$$

on fait disparaître le terme en U et on est ramené à l'équation (1 *bis*).

Reprenons l'équation (1 *bis*); il est clair que nous pouvons y satisfaire en faisant :

$$\Phi = e^{qt + px}$$

pourvu que q et p soient des constantes liées par la relation :

$$\gamma\lambda q^2 + \rho\gamma q - p^2 = 0. \qquad (2)$$

Si q et p sont des constantes *imaginaires* satisfaisant à la même relation on satisfera encore à l'équation (1 *bis*) en faisant

$$\Phi = \text{partie réelle } e^{qt + px}.$$

Si q est *purement* imaginaire, la solution ainsi trouvée est une fonction périodique du temps ; c'est une solution *isochrone*.

Théorie rigoureuse de la propagation. — Mais avant d'aller plus loin, une question préjudicielle se pose. La façon dont nous avons établi l'équation (1) est-elle à l'abri de toute objection ? Nous avons traité la résistance ρ comme une constante ; or on sait que les courants à alternance rapide ont une tendance à se porter à la surface du conducteur, de sorte qu'une petite partie de la section de ce conducteur est utilisée et que sa résistance semble augmenter. Ainsi la résistance devrait dépendre de la fréquence, c'est-à-dire de q et être plus grande pour les fréquences élevées que pour les faibles fréquences. Il est donc nécessaire pour justifier l'équation que nous avons adoptée de recourir à une analyse plus complète. Je vais d'abord vous rappeler les équations du champ électromagnétique, telles

que M. Pomey les a établies dans son cours (p. 252).

$$\left.\begin{aligned}\frac{d\alpha}{dt}=\frac{dZ}{dy}-\frac{dY}{dz}\ ,\quad \frac{d\beta}{dz}-\frac{d\gamma}{dy}=4\pi CX+K\frac{dX}{dt}\\ \frac{d\beta}{dt}=\frac{dX}{dZ}-\frac{dZ}{dx}\ ,\quad \frac{d\gamma}{dx}-\frac{d\alpha}{dZ}=4\pi CY+K\frac{dY}{dt}\\ \frac{d\gamma}{dt}=\frac{dY}{dx}-\frac{dX}{dy}\ ,\quad \frac{d\alpha}{dy}-\frac{d\beta}{dx}=4\pi CZ+K\frac{dZ}{dt}\end{aligned}\right\}\qquad(3)$$

X, Y, Z représentent les composantes de la force électrique, C la conductibilité, K le pouvoir inducteur.

Supposons un conducteur cylindrique (génératrices parallèles à l'axe de x) et une perturbation se propageant le long de ce conducteur. A l'extérieur du conducteur, C sera nul et K sera égal à l'inverse du carré de la vitesse de la lumière. A l'intérieur du conducteur, C est très grand, K est inconnu mais nous verrons plus loin qu'il n'intervient pas, de sorte qu'on peut le négliger.

Dans ces conditions le champ électromagnétique est de révolution autour de l'axe des x, les lignes de force magnétique sont des cercles dans des plans perpendiculaires à cet axe, les lignes de force électrique sont des courbes planes situées dans des plans méridiens, c'est-à-dire dans des plans passant par l'axe des x.

Nous pouvons poser alors :

$$\alpha=0,\qquad \beta=\frac{d\pi}{dz},\qquad \gamma=-\frac{d\pi}{dy}\qquad(4)$$

d'où l'on déduit immédiatement :

$$\left.\begin{aligned}4\pi CX+K\frac{dX}{dt}&=\frac{d^2\pi}{dy^2}+\frac{d^2\pi}{dz^2}\\ 4\pi CY+K\frac{dY}{dt}&=-\frac{d^2\pi}{dxdy}\\ 4\pi CZ+K\frac{dZ}{dt}&=-\frac{d^2\pi}{dxdz}\end{aligned}\right\}\qquad(5)$$

Je dis que l'on aura également :

$$4\pi C\frac{d\pi}{dt}+K\frac{d^2\pi}{dt^2}-\frac{d^2\pi}{dx^2}-\frac{d^2\pi}{dy^2}-\frac{d^2\pi}{dz^2}=0\qquad(6)$$

En effet, on peut déduire des équations précédentes que les dérivées du premier membre de (6) tant par rapport à y que par rapport à z sont nulles ; c'est-à-dire que ce premier membre est une fonction de x et de t. Mais la fonction π n'est déterminée par les équations (4) *qu'à une fonction arbitraire près de x et de t.* On pourra alors toujours disposer de cette fonction arbitraire de telle façon que ce premier membre se réduise à zéro.

Cela posé, le champ étant de révolution, si nous passons aux coordonnées semi-polaires en faisant ;

$$y=r\cos\theta,\ z=r\sin\theta,$$

la fonction π ne dépendra que de x, t et r, et l'équation (6) deviendra :

$$4\pi C\frac{d\pi}{dt}+K\frac{d^2\pi}{dt^2}-\frac{d^2\pi}{dx^2}-\frac{d^2\pi}{dr^2}-\frac{1}{r}\frac{d\pi}{dr}=0.\qquad(7)$$

Cherchons à satisfaire à cette équation en faisant

$$\pi = f(r)\, e^{qt + px}$$

il viendra :

$$\frac{d^2\pi}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\pi}{dr} = (4\pi C q + K q^2 - p^2)\pi \tag{8}$$

Nous ferons :

$$(4\pi C q + K q^2 - p^2) = a \quad \text{dans l'air}$$
$$(4\pi C q + K q^2 - p^2) = a' \quad \text{dans le conducteur.}$$

et l'équation aura la forme : (dans l'air par exemple)

$$\frac{d^2\pi}{dr^2} + \frac{1}{2}\frac{d\pi}{dr} = a\pi \tag{8bis}$$

PROPRIÉTÉS DES FONCTIONS DE BESSEL. — Cette équation ne nous est pas inconnue. Elle a été envisagée par M. Pomey dans son cours (p. 278) ; c'est d'ailleurs une des transformées de l'équation de Bessel qui s'écrit comme on sait :

$$J'' + \frac{1}{x} J' + J = 0 \tag{9}$$

où J' et J'' représentent les dérivées successives de J par rapport à x. Alors la solution de l'équation (8 *bis*) sera évidemment :

$$\pi = J\left(r\sqrt{-a}\right)$$

L'équation (9) admet comme intégrale.

$$\int \frac{e^{xzi}\,dz}{\sqrt{1 - z^2}}$$

L'intégrale peut être prise soit de -1 à $+1$, soit de -1 à l'∞, pourvu que z tende vers l'infini de telle façon que l'exponentielle e^{izx} tende vers zéro.

Si l'on intègre de -1 à $+1$, on obtiendra l'intégrale :

$$\pi \mathfrak{J}_0 = \pi\left[1 - \left(\frac{x}{2}\right)^2 \frac{1}{(1!)^2} + \left(\frac{x}{2}\right)^4 \frac{1}{(2!)^2} - \left(\frac{x}{2}\right)^6 \frac{1}{(3!)^2} + \left(\frac{x}{2}\right)^8 \frac{1}{(4!)^2} \cdots\cdots\right.$$

où $\mathfrak{J}_0$ est la fonction de Bessel proprement dite ; nous voyons que cette fonction est holomorphe pour toutes les valeurs de x. Pour x réel, elle est réelle et subit des oscillations analogues à celles du cosinus.

Dès que x dépasse la valeur 2, on a très sensiblement :

$$J_0 = \frac{2\cos\left(\frac{\pi}{4} - x\right)}{\sqrt{2\pi x}}$$

Pour x *purement imaginaire*, tous les termes du développement sont positifs, d'où il suit que la fonction $\mathfrak{J}_0$ est constamment réelle, positive et croissante avec le module de x, Si ix est positif et très grand on a très sensiblement :

$$\mathfrak{J}_0 = \frac{e^{ix}}{\sqrt{2\pi i x}}$$

Si au contraire on intègre, de — 1 à l'∞ on obtiendra une autre intégrale que j'appellerai I_0 et dont les propriétés essentielles seront les suivantes ; pour $x = 0$ elle devient infinie, pour x très petit, elle est sensiblement proportionnelle à $\log x$, et pour x très grand elle est sensiblement proportionnelle à

$$\frac{e^{-ix}}{\sqrt{x}}$$

Si on intégrait de + 1 à l'∞, on obtiendrait une troisième intégrale, qui pour x très grand serait sensiblement proportionnelle à

$$\frac{e^{ix}}{\sqrt{x}}$$

Suite de la théorie de la propagation. — D'après cela on aura dans le conducteur

$$\pi = e^{qt+px} J\left(r\sqrt{-a'}\right)$$

J étant l'une des intégrales de (9) et dans l'air :

$$\pi = e^{qt+px} J\left(r\sqrt{-a}\right)$$

J étant une autre intégrale.

Quelle est maintenant celle de ces intégrales qu'il s'agit de choisir :

Dans le conducteur, l'intégrale choisie doit être proportionnelle à I_0, car elle doit rester finie pour $r = 0$, dans l'air elle doit être proportionnelle à I, sans quoi à une très grande distance de l'axe, la perturbation se réduirait à deux ondes planes, l'une se rapprochant de l'axe, l'autre s'en éloignant, et en effet on aurait alors :

$$J = cI + c'I'$$

où I' serait l'intégrale obtenue en intégrant de + 1 à l'∞ et c et c' deux coefficients constants ; on aurait donc pour r très grand :

$$\pi = \frac{1}{\sqrt{r}}\left(c\, e^{qt+px-r\sqrt{a}} + c' e^{qt+px+r\sqrt{a}}\right)$$

Le premier terme représente une onde s'éloignant de l'axe, le second une onde se rapprochant de l'axe. Comme l'axe est l'origine de la perturbation, nous ne pouvons avoir que l'onde qui s'éloigne de l'axe I il faut donc que c' soit nul, c'est-à-dire que J soit proportionnel à I.

Comme le rayon du fil est très petit, nous aurons donc dans l'air :

$$J = A \log r$$

A étant une constante, et dans le fil :

$$J = B J_0\left(r\sqrt{-a'}\right)$$

B étant une constante.

Il y a une discontinuité à la surface de séparation des deux milieux (conducteur et air), c'est-à-dire à la surface du fil. Il faut que la composante tangentielle de la force magnétique, et celle de la force électrique soient continues.

Force magnétique. — Elle est égale à $\frac{d\pi}{dr}$; elle est donc dans l'air $\frac{A}{r}$ et dans le fil

$$B\sqrt{-a'}\, J'_0\left(r\sqrt{-a'}\right)$$

d'où une première équation :

$$B\sqrt{-a'}\,J'_0\left(r\sqrt{-a'}\right) = \frac{A}{r} \qquad (10)$$

(r représente ici le rayon du fil).

Force electrique. — Il s'agit ici de la composante tangentielle, c'est-à-dire de X. On a d'ailleurs :

$$4\pi CX + K\frac{dX}{dt} = (4\pi C + Kq)X = \frac{d^2\pi}{dy^2} + \frac{d^2\pi}{dz^2} = \frac{d^2\pi}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\pi}{dr}$$

d'où dans l'air : (C = 0) :

$$KqX = a\pi = ae^{qt+px}A\log r$$

et dans le conducteur (K = 0)

$$4\pi CX = a'\pi = a'e^{qt+px}BJ_0\left(r\sqrt{-a'}\right)$$

d'où une deuxième équation :

$$4\pi CaA\log r = BKq\,a'J_0\left(r\sqrt{-a'}\right) \qquad (11)$$

en éliminant le rapport $\frac{A}{B}$ entre les équations (10) et (11), on trouve :

$$4\pi Ca\log r\left[r\sqrt{-a'}\,J'_0\left(r\sqrt{-a'}\right)\right] = Kqa'J_0\left(r\sqrt{-a'}\right) \qquad (12)$$

Si $r\sqrt{-a'}$ est petit, on pourra réduire les développements de J_0 et de J'_0 à leurs premiers termes, ce qui donne :

$$J_0 = 1, \quad r\sqrt{-a'}\,J'_0 = \frac{a'r^2}{2}$$

et l'équation (12) devient :

$$2\pi Car^2\log r = Kq \qquad (13)$$

or

$$a = Kq^2 - p^2$$

je puis donc écrire

$$Kq^2 - \frac{Kq}{2\pi C\,r^2\log r} - p^2 = 0 \qquad (14)$$

Ce n'est pas autre chose que l'équation (2) ; on a en effet, si r est petit

$$\gamma = -\frac{K}{2\log r}, \qquad \lambda = -2\log r, \qquad \rho = \frac{1}{\pi Cr^2}$$

L'équation (2) étant équivalente à l'équation (1), l'équation des télégraphistes se trouve vérifiée *dans le cas où $r\sqrt{-a'}$ est petit.*

Si au contraire $r\sqrt{-a'}$ est grand, on aura sensiblement :

$$J_0 = \frac{1-i}{\sqrt{\pi r\sqrt{-a'}}}\,e^{r\sqrt{-a'}}, \quad J'_0 = \frac{(1-i)\,i}{\sqrt{\pi r\sqrt{-a'}}}\,e^{r\sqrt{-a'}}$$

ce qui montre que J_0 croît rapidement avec r et par conséquent que le courant est localisé à la surface du fil. L'équation (12) devient alors :

$$4\pi C a r \log r = Kq\sqrt{a'}$$

ou si l'on observe que

$$a' = 4\pi Cq$$

car K $q^2 - p^2$ est négligeable devant $4\pi Cq$

$$Kq^2 - p^2 = \frac{Kq\sqrt{q}}{r \log r \sqrt{4\pi C}} \tag{15}$$

On voit que dans ce cas, l'équation des télégraphistes n'est plus applicable.

Évaluations numériques. — On a dans le cuivre $C = 1{,}25 . 10^{-4}$, et dans l'air $K = \frac{1}{9}\ 10^{-20}$. Avec les oscillations hertziennes on a : $\frac{q}{i} = \pi\ 10^8$. Donc Kq^2 est plus de 400 000 000 de fois plus petit que $4\pi Cq$; nous pouvons donc négliger dans a' les termes en $Kq^2 - p^2$ devant $4\pi Cq$; et cela quand même K serait dans un métal beaucoup plus grand que dans l'air. Cela est vrai pour les oscillations hertziennes et *a fortiori* pour les oscillations plus lentes.

Quel est maintenant l'ordre de grandeur de $r\sqrt{-a'} = \sqrt{-a4\pi Cq}$. S'il y a 10^{2n} vibrations par seconde, on a $|q| = \pi\ 10^{2n}$; d'où : pour $r = 0{,}2$:

$$|r\sqrt{-a'}| = 0{,}2\, n\sqrt{5}\ 10^{n-2}$$

Avec une fréquence de 10 000 on aura donc $|r\sqrt{-a'}|$ voisin de 1 et la formule (14) restera sensiblement applicable ; avec une fréquence hertzienne, on aurait $|r\sqrt{-a'}|$ voisin de 100 et il faudra appliquer la formule (15).

Cas extrêmes. — Si la fréquence est très élevée, le terme en q est négligeable devant le terme en q^2 et l'équation (14) se réduit à :

$$Kq^2 - p^2 = 0$$

L'équation des télégraphistes peut donc avec les grandes fréquences être réduite à :

$$\gamma\lambda \frac{d^2\Phi}{dt^2} - \frac{d^2\Phi}{dx^2} = 0$$

en supprimant le terme en $\frac{d\Phi}{dt}$, c'est l'équation des cordes vibrantes. Il est vrai qu'avec une fréquence hertzienne, l'équation (14) n'est plus valable, et qu'il faut la remplacer par l'équation (15) ; le terme en q est alors remplacé par un terme de $q\sqrt{q}$, il est donc plus grand que si l'on conservait l'équation (14), il n'en reste pas moins négligeable devant un terme en q^2.

Avec les oscillations hertziennes, par conséquent, tout se passe comme si le terme en $\frac{d\Phi}{dt}$ n'existait pas.

C'est ce qui nous permet d'appliquer l'équation des télégraphistes même aux cas où la fréquence devient très grande parce qu'alors les termes par lesquels les équations (14) et (15) diffèrent deviennent l'un et l'autre négligeables.

L'autre cas extrême nous est fourni par les câbles sous-marins. Lord Kelvin en a établi la théorie en négligeant le terme en $\frac{d^2\Phi}{dt^2}$, c'est-à-dire en réduisant l'équation des télégraphistes à celle de la propagation de la chaleur.

Qu'est-ce qui lui en donnait le droit ? Le câble est ici formé : 1° d'une âme métallique ; 2° d'une enveloppe isolante ; 3° d'une enveloppe extérieure conductrice formée par l'armature du fil et maintenue au potentiel zéro parce qu'elle est en communication directe avec l'eau de la mer. C'est un véritable condensateur, et quand le fil prend une charge, l'armature prend une charge égale et de signe contraire. Les courants dans le fil et l'armature sont donc égaux et de signe contraires, et produisent des effets d'induction inverses de sorte que la self-induction est à peu près nulle : le terme en λ disparaît donc dans l'équation des télégraphistes.

(*A suivre.*)

H. Poincaré.

SUR LA MESURE
DU FLUX LUMINEUX DES LAMPES A INCANDESCENCE

Dans un des récents numéros de l'*Éclairage Électrique* (voir numéro du 31 décembre 1903) a paru le résumé d'une étude très intéressante de M. Alexander Russel sur la mesure des intensités lumineuses moyennes, moyennes sphériques et hémisphériques des lampes à incandescence.

L'auteur y présente en particulier un nouvel appareil permettant la détermination rapide et exacte de leur intensité moyenne sphérique ou hémisphérique.

J'avais présenté en 1901 à M. Janet, directeur du Laboratoire Central d'Électricité et à M. Laporte sous-directeur, le principe de l'appareil décrit par M. Russel. Des fonds avaient été affectés à sa construction, et j'attendais que l'appareil eût été réalisé et expérimenté pour en publier le principe et les résultats.

Il est à regretter que dans l'exposé de ses travaux sur les lampes à incandescence, M. Russel n'ait pas fait intervenir la notion fondamentale du flux lumineux.

Le lecteur me permettra d'exposer à nouveau le principe de cet appareil tel que je l'avais compris, en me basant sur la notion du flux lumineux et en indiquant les différentes solutions plus ou moins pratiques qui résolvent le problème de la mesure directe du flux lumineux des lampes à incandescence ou de petites sources lumineuses.

Avant de développer ce sujet, je vais dire quelques mots sur les facteurs qui déterminent une source lumineuse.

Généralités. — Un foyer lumineux quelconque est bien déterminé au point de vue photométrique (laissant de côté l'étude des radiations dont se compose sa lumière) lorsqu'on connaît le flux lumineux total émis par cette source et sa répartition lumineuse dans différents méridiens.

Dans le cas d'une source lumineuse symétrique autour d'un axe, tel l'arc voltaïque, la connaissance du flux lumineux total et de la répartition lumineuse dans un méridien est seule nécessaire.

La valeur du flux lumineux total donne l'importance de la source; les courbes de répar-

tition lumineuse permettent de déterminer les conditions dans lesquelles le foyer doit être placé pour obtenir la meilleure utilisation de sa lumière.

Quand on désigne la valeur d'une lampe à incandescence par une intensité lumineuse, comme c'est le cas général, on ne peut avoir une idée exacte de sa valeur au point de vue lumineux. Cette désignation ne peut donner que la valeur relative de lampes semblables, les mesures étant faites dans les mêmes conditions. Mais s'il s'agit de comparer des lampes différentes, une lampe à incandescence avec réflecteur ou diffuseur à une lampe à ampoule claire par exemple, cette donnée n'a aucune signification. On est obligé d'avoir recours aux flux lumineux émis.

La représentation erronée de la valeur lumineuse d'une lampe à incandescence par son intensité lumineuse maximum, s'est surtout répandue à cause de la simplicité de sa détermination. La mesure du flux lumineux total par la méthode ordinaire, demande au contraire un travail assez long, car elle nécessite l'étude préalable des répartitions lumineuses dans plusieurs méridiens, la lampe à incandescence étant un foyer dissymétrique. Il est vrai aussi que la notion peu répandue du flux lumineux s'est opposée jusqu'ici à son emploi.

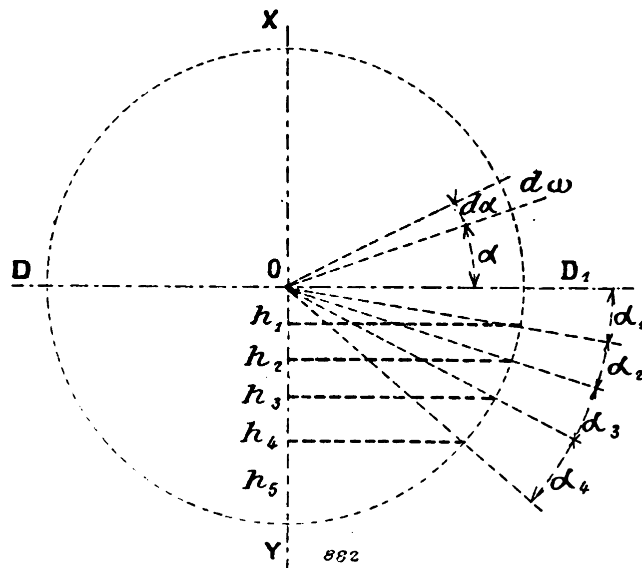


Fig. 1.

Il était cependant important pour vulgariser la désignation de l'importance lumineuse des lampes à incandescence par leurs flux, de trouver un appareil simple, permettant par peu de lectures au photomètre de déterminer leur valeur exacte.

Principe de l'appareil. — Considérons une source lumineuse (fig. 1) *o*, symétrique par rapport à l'axe XY, placée au centre d'une sphère de rayon unité. Appelons I_α l'intensité lumineuse dans l'angle solide infiniment petit $d\omega$ correspondant à l'angle plan d_α.

La valeur du flux lumineux, qui est le produit d'une intensité lumineuse par un angle solide, mesuré par la surface de la zone qu'il découpe sur une sphère de rayon unité, sera exprimée dans l'angle $d\omega$ par

$$I_\alpha \, d\omega = 2\pi \, I_\alpha \cos\alpha \, d\alpha.$$

$2\pi \cos \alpha d\alpha$ représentant la valeur de l'angle solide $d\omega$.

La valeur du flux lumineux total sera exprimée par la formule connue

$$\Phi = 2\pi \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} I_\alpha \cos\alpha \, d\alpha$$

Divisons la sphère de centre O en angles solides assez petits afin que nous puissions admettre une intensité lumineuse constante dans chacun de ces angles. Appelons ω_1, ω_2, ω_3, ω_4..., ces angles solides; α_1, α_2, α_3, α_4 ... les angles plans correspondants; I_1, I_2, I_3, I_4 ... les intensités lumineuses correspondantes. Nous pourrons écrire :

$$\Phi = I_1\omega_1 + I_2\omega_2 + I_3\omega_3 + I_4\omega_4 \ldots\ldots$$

Plus ω_1, ω_2, ω_3 . . . seront petits, plus nous nous rapprocherons de la valeur exacte

$$2\pi \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} I_\alpha \cos\alpha \, d\alpha$$

Mais

$$\omega_1 = 2\pi \sin\alpha_1 = 2\pi h_1$$
$$\omega_2 = 2\pi [\sin(\alpha_1 + \alpha_2) - \sin\alpha_1] = 2\pi h_2$$
$$\omega_3 = 2\pi [\sin\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3] - \sin(\alpha_1 + \alpha_2) = 2\pi h_3$$
. . . .

Nous aurons

$$\Phi = 2\pi (I_1 h_1 + I_2 h_2 + I_3 h_3 + \ldots\ldots) \qquad (2)$$

Faisons

$$h_1 = h_2 = h_3 = \ldots\ldots = k$$

Nous aurons

$$\Phi \text{ (flux lumineux)} = 2\pi k (I_1 + I_2 + I_3 + \ldots\ldots$$
$$\Phi = 2\pi k \, I_s \qquad (3)$$

I_s étant la somme entre parenthèses du second membre.

Nous voyons que le flux lumineux cherché est le produit d'une quantité connue $2\pi k$ par une somme I_s d'intensités lumineuses du foyer, dans différents azimuts, somme qui peut être directement obtenue au photomètre.

Disposition de l'appareil. — Faire dans la formule 2

$$h_1 = h_2 = h_3 \ldots\ldots \qquad (2)$$

revient à diviser la sphère en angles solides égaux, c'est-à-dire à découper sur sa surface des zones d'égales surfaces.

Il suffit pour cela de diviser le diamètre XY (fig. 2) en parties égales h_1, h_2, h_3, et de mener par ces points des parallèles à DD_1, diamètre perpendiculaire à XY. Ces droites rencontrent un méridien de la sphère en des points *a*, *b*, *c*, *d*, *e*...

Nous placerons des miroirs plans (fig. 2 et 2 *bis*) circulairement autour du centre *o* (où sera disposée la lampe à incandescence) de façon que leur plan soit tangent aux arcs respectifs *ab*, *cd*, *ef*... et en leur milieu. Leur inclinaison égale pour tous, sera réglée de façon que les rayons lumineux issus de *o*, soient réfléchis sur l'écran P (fig. 2 *bis*) du photomètre.

Pour fixer les idées, nous pourrons prendre 1 m comme diamètre de la circonférence de centre o. Nous adopterons 24 miroirs répartis comme il a été indiqué précédemment, 12 au-dessus et 12 au-dessous du diamètre horizontal DD_1

$$h_1 = h_2 = \frac{100}{12} = 8{,}333 \text{ cm}$$

correspondant dans la partie horizontale à un angle de 9° 30'. On pourra adopter comme hauteur du miroir 8 cm. (Cette hauteur est acceptable, la hauteur des filaments des lampes ordinaires étant de 6 à 7 cm).

L'angle plan correspondant à la zone près du diamètre vertical aura 33° 40'. C'est une

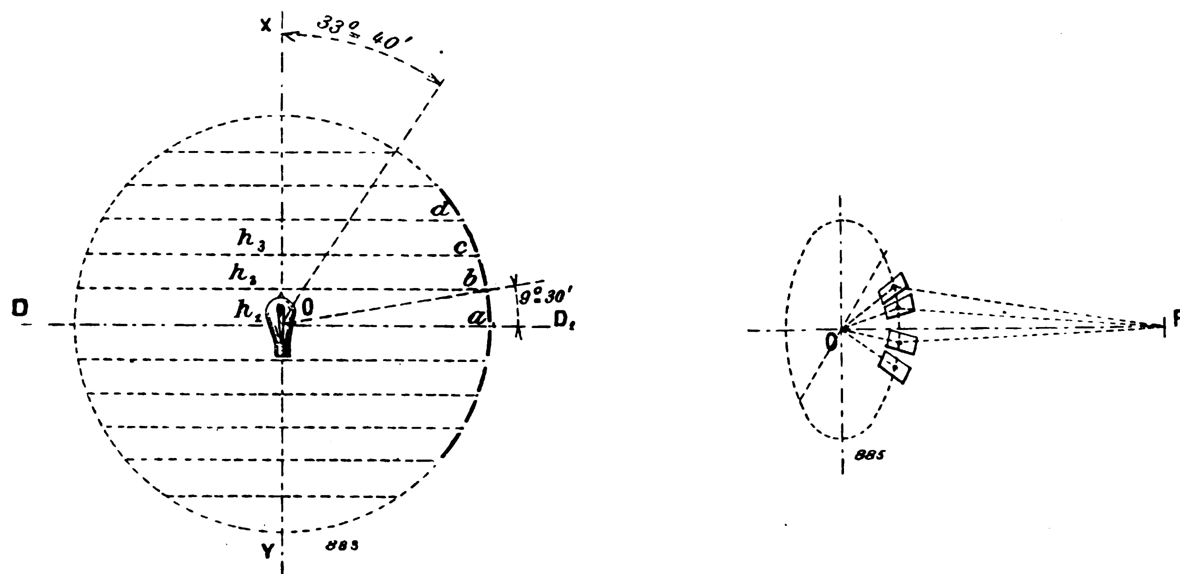


Fig. 2 et 2 *bis*

valeur qui paraît grande, mais qui n'influe pas beaucoup, dans une courbe de répartition lumineuse continue, ce qui est le cas général, sur l'exactitude du résultat. D'autre part, si nous voulions diminuer sensiblement cet angle, nous serions obligés d'augmenter considérablement le nombre des miroirs, et par suite le diamètre de la circonférence inscrite à ces miroirs ; d'où encombrement trop grand de l'appareil.

Pour tourner la difficulté, remarquons que dans la lampe à incandescence, les intensités lumineuses sont égales en des points symétriques par rapport à XY ; nous pourrons ainsi décaler les miroirs de gauche tangents en m_1, m_2, m_3, ... par exemple, de $\frac{h}{2}$ sur ceux de droite tangents en n, n_1 n_2 ... (fig. 3). Les résultats obtenus seront ceux que l'on obtiendrait avec 48 miroirs tout en n'en conservant que 24. L'exactitude de l'appareil est ainsi accrue.

Nous avons jusqu'ici considéré une source lumineuse dont les répartitions suivant les parallèles sont des circonférences. La lampe à incandescence ne rentre pas dans cette catégorie. Pour avoir son flux lumineux on sera obligé de faire trois mesures, l'une perpendiculaire au plan du filament, l'autre à 45° et la troisième à 90° de la première, et de prendre la moyenne de leur somme, en faisant intervenir deux fois la valeur déterminée à 45° ; ou bien d'imprimer un lent mouvement de rotation à la lampe autour de l'axe vertical de l'appareil, auquel cas une seule mesure donne la valeur du flux.

Il suffit d'une vitesse assez lente (2 tours par seconde environ) parce que la différence entre les intensités lumineuses maximum et minimum dans un même parallèle, est de faible valeur; leur rapport est ordinairement 0,9.

Constante de l'appareil. — On peut déterminer *a priori* la constante globale de l'appareil, en connaissant le coefficient d'absorption des miroirs et l'angle que font les rayons réfléchis par l'appareil avec l'écran du photomètre.

Fig. 3.

Appelons :

h, la hauteur de chacune des zones de même surface ;

d, la distance de la source lumineuse au photomètre en suivant les rayons lumineux;

k, le rendement des miroirs ;

$\mathcal{E}$, l'angle de l'écran du photomètre avec les rayons réfléchis.

La constante de l'appareil sera

$$\frac{2\pi h_1 \times d^2}{\cos \mathcal{E} \times K}$$

c'est-à-dire que l'intensité lumineuse déterminée par le photomètre, multipliée par cette expression donnera le flux lumineux cherché.

De la connaissance du flux lumineux il est facile de déduire l'intensité moyenne sphérique en divisant la valeur du flux par 4π.

Autre solution de la question. — Disposons autour d'une source lumineuse O (fig. 4), dont les répartitions lumineuses dans des parallèles sont des circonférences, un certain nombre de miroirs inclinés de façon à réfléchir les rayons lumineux sur l'écran d'un photomètre P. Appelons α_1, α_2, α_3 ... les angles plans dans lesquels ces miroirs sont placés perpendiculairement à leur bissectrice ; d_1, d_2, d_3 . . . les distances de la source O au photomètre P en suivant les rayons lumineux réfléchis, γ_1, γ_2, γ_3 . . . l'inclinaison de ces rayons lumineux sur l'écran du photomètre, I_1, I_2, I_3 . . . les intensités lumineuses correspondantes.

Le flux lumineux est toujours donné par la formule (2); en remplaçant h_1, h_2, etc., par leur valeur

$$\Phi = 2\pi\,(I_1 \sin\alpha_1 + I_2\,(\sin(\alpha_1+\alpha_2) - \sin\alpha_1) + I_3 \ldots.. \qquad (4)$$

Mais

$$I_1 = \frac{E_1 d_1^2}{\cos\gamma_1}$$
$$I_2 = \frac{E_2 d_2^2}{\cos\gamma_2}$$
$$I_3 = \ldots..$$

E_1, E_2 ... éclairements sur le photomètre produit par I_1, I_2 ...

En remplaçant dans (4) nous aurons

$$\Phi = 2\pi\left(\frac{E_1 d_1^2}{\cos\gamma_1}\sin\alpha_1 + \frac{E_2 d_2^2}{\cos\gamma_2}\left(\sin(\alpha_1+\alpha_2) - \sin\alpha_1\right) + I_3 \ldots.. \right. \qquad (5)$$

Nous pouvons faire dans cette expression

$$\frac{d_1^2 \sin\alpha_1}{\cos\gamma_1} = \frac{d_2^2\,[\sin(\alpha_1+\alpha_2) - \sin\alpha_1]}{\cos\gamma_2} = k$$

Nous aurons

$$\Phi = 2\pi k\,(E_1 + E_2 + E_3 + \ldots\ldots \qquad (6)$$

La détermination du flux lumineux est ainsi ramenée à celle d'une somme d'éclairements donnée directement par le photomètre.

La courbe de disposition des miroirs autour de la source O variera suivant la loi de variation des angles α et de la valeur de la distance OP (fig. 4). Le nombre de dispositions que l'on pourrait théoriquement adopter est ainsi illimité.

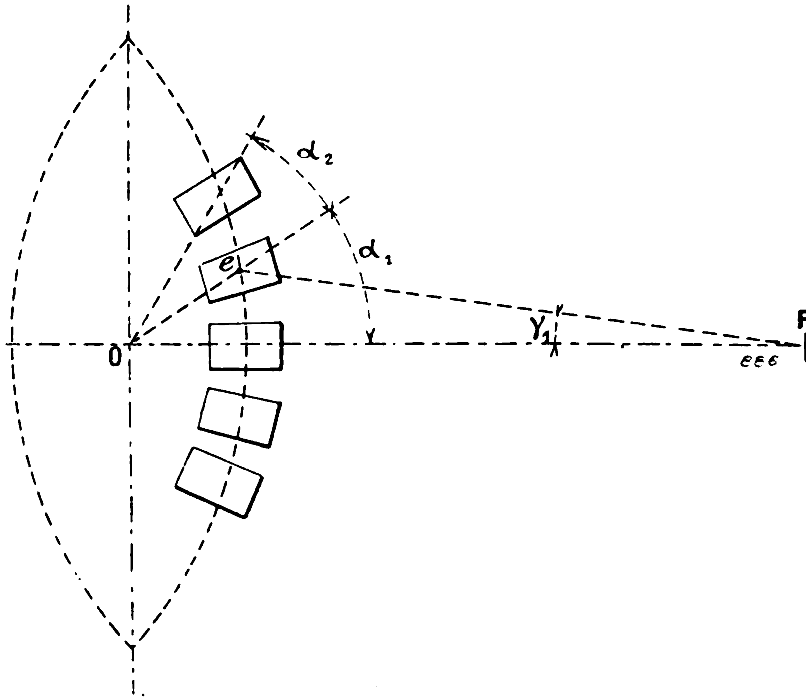


Fig. 4.

Si l'on fait $\sin \alpha = \sin (\alpha_1 + \alpha_2) - \sin \alpha_1 = \ldots$, on tombe dans le cas traité précédemment (formule 3), qui correspond à la disposition la plus pratique : miroirs disposés circulairement autour de la source O, avec $d_1 = d_2 = d_3 \ldots$ et $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 \ldots$

Avant de terminer cet exposé, je tiens à attirer l'attention sur un point. On pourrait croire, à première vue, simplifier les dispositions indiquées, en plaçant la lampe à incandescence à l'intérieur d'un miroir conique. On aurait ainsi sur l'écran du photomètre, non un éclairement proportionnel au flux lumineux, mais une valeur proportionnelle à l'intensité lumineuse moyenne dans le méridien passant par l'axe de la lampe et perpendiculaire à l'axe du miroir conique ; cette quantité n'a aucune relation constante avec le flux de la lampe.

Camille Léonard.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

GÉNÉRATION ET TRANSFORMATION

***La construction des machines électriques en 1903*. J. Lowy.** (*Suite*) (1). *Zeitschrift fur Electrotechnik*. 10 et 17 avril.

Passons maintenant aux dispositifs dont le but est d'uniformiser la marche des convertisseurs.

Mix relie dans ce but chacun des balais principaux qui frottent sur le collecteur à un ou plusieurs balais auxiliaires au moyen de conducteurs de faible résistance. Ces balais auxiliaires sont placés en avant et en arrière de la ligne neutre : les courants de courts-circuits engendrés dans ces dispositifs amortissent les variations de vitesse de la machine.

Pour éviter que la vitesse des convertisseurs tournants varie par suite de la réaction des courants déwattés de l'induit sur le champ inducteur, Lunt emploie une petite dynamo à courant continu régulatrice qui tourne en synchronisme avec le convertisseur. L'armature de cette dynamo porte deux enroulements dont l'un est relié à un collecteur et l'autre est en série avec les conducteurs parcourus par le courant alternatif du convertisseur. Sur le collecteur frottent des balais auxquels sont connectés les enroulements inducteurs du convertisseur et les enroulements inducteurs de la dynamo régulatrice. Si la grandeur du courant déwatté varie, la réaction d'armature sur le champ de la dynamo régulatrice varie aussi et il en résulte une variation de la différence de potentiel aux bornes de cette machine, d'où aussi une variation de champ dans le convertisseur.

La General Electric C° relie actuellement dans ces convertisseurs les masses polaires voisines par des ponts conducteurs en cuivre ; les courants induits dans ces ponts s'opposent aux variations des champs transversaux d'armature.

En fait de nouveaux *redresseurs de courant*, on doit mentionner les redresseurs électrolytiques de Nodon et de Grisson, et le convertisseur statique de Hewitt.

(1) Voir *Écl. Électr.*, 21 mai 1904.

L'électrolyte du redresseur Nodon est du phosphate d'ammonium : l'une des électrodes est un cylindre de fer à double paroi, dont la partie intérieure est perforée et la seconde électrode est une baguette en alliage zinc-aluminium placée à l'intérieur du cylindre de fer. Cette soupape agit comme un condensateur

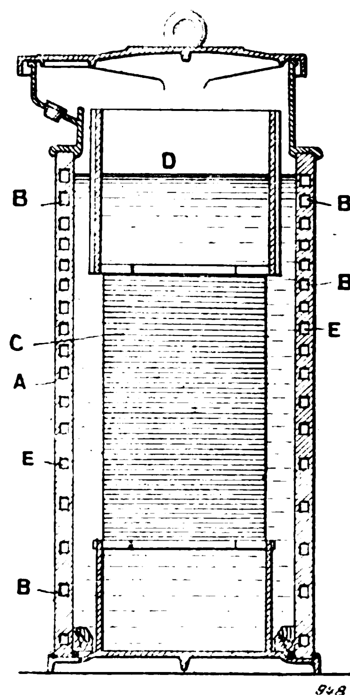


Fig. 9.

et produit du courant continu pulsatoire : On peut la construire pour des tensions atteignant 140 volts et des puissances atteignant 4 kilowatts : le rendement ne descend pas au-dessous de 75 p. 100.

Le redresseur de Hewitt consiste en une lampe à mercure que le courant ne peut franchir que dans le sens fer-mercure. La chute de tension dans le convertisseur est indépendante de l'intensité de courant et est de 14 ou 15 volts.

La construction des *Transformateurs* a été très étudiée en Amérique par suite de nombreux transports de force à haute tension récemment installés.

La figure 9 représente un transformateur à haute tension de la General Electric C°. La bobine G du transformateur est placée dans un bain d'huile ; de l'eau de refroidissement circule, sous l'effet d'une pompe, dans les canaux EB de la carcasse.

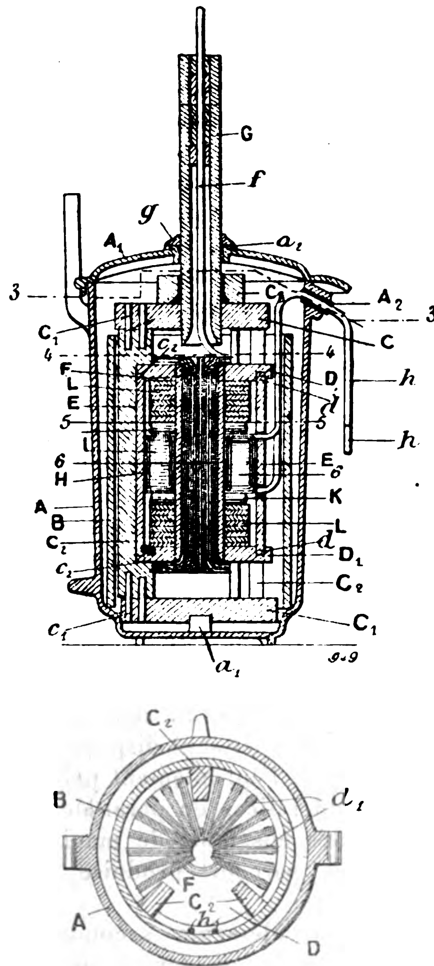


Fig. 10.

Un autre transformateur à haute tension de la General Electric C° est représenté schématiquement par la figure 10. La bobine primaire F est un anneau et le secondaire H est bobiné autour de la partie intérieure cylindrique de la bobine primaire. On voit sur la figure avec quel soin les deux bobines sont isolées l'une de l'autre. La carcasse du transformateur est remplie d'huile.

Un transformateur à refroidissement d'air de Berry contient un noyau de fer composé de paquets de tôles disposés radialement. La largeur des bandes de tôle composant chaque paquet va en diminuant du milieu du paquet vers les deux côtés et il existe aussi des canaux assurant une parfaite circulation d'air.

La Compagnie Westinghouse construit des transformateurs isolés à l'huile dans lesquels les enroulements en bandes plates de cuivre

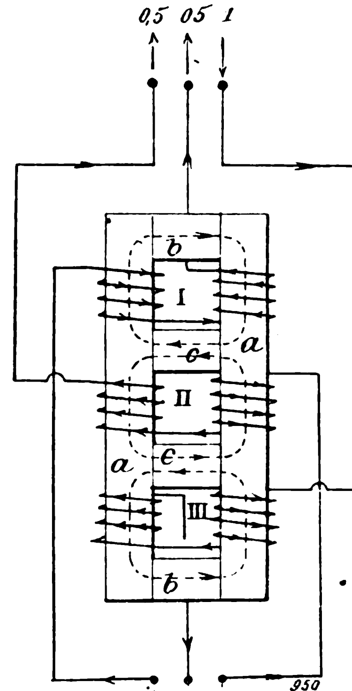


Fig. 11.

sont séparés en plusieurs bobines où des canaux sont ménagés entre le fer et l'enroulement pour la circulation de l'huile.

Il existe toute une série d'inventions concernant des améliorations dans la manière de disposer les enroulements par rapport au circuit magnétique et dans la disposition de ce circuit lui-même, particulièrement dans les transformateurs polyphasés, pour empêcher que les circuits magnétiques produits par les différentes phases influent les uns sur les autres.

Peck a construit un transformateur dans lequel l'enroulement secondaire est constitué par 2 ou plusieurs dérivations en parallèle. Peck veut obtenir que la même force électromotrice soit induite dans chacune de ces dérivations, ce qui n'a pas lieu en général lorsqu'on les place les

unes à côté des autres ou les unes sur les autres, parce que, par suite de la dispersion du transformateur, chacune de ces dérivations est soumise à une induction différente. Pour atteindre son but, l'inventeur divise les dérivations en un nombre égal de portions d'enroulement d'un même nombre de tours connectés en série, et dispose ces portions de manière que chaque zone d'induction déterminée renferme une portion d'enroulement de chaque dérivation. Malgré l'existence de zones d'inductions différentes, chaque dérivation est soumise de cette manière à la même induction totale.

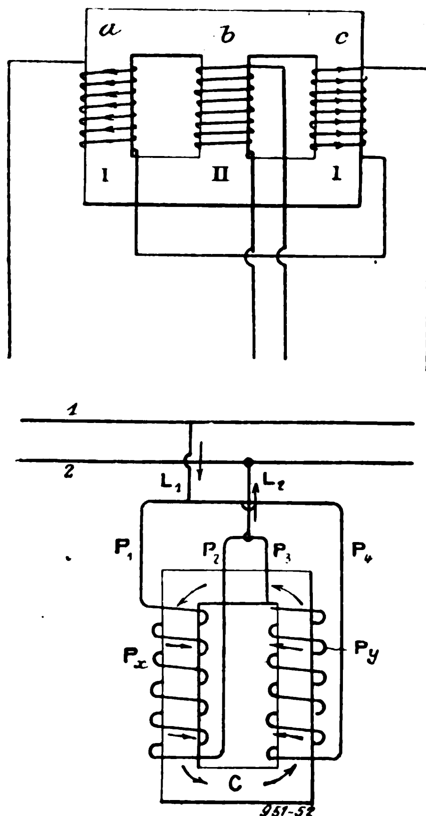


Fig. 12 et 13.

La Berliner Maschinenbau Actiengesellchaft vormals L. Schwarzkopf construit des transformateurs polyphasés dans lesquels les enroulements sont disposés de manière que les circuits magnétiques produits par les différentes phases ne s'influencent pas mutuellement ; de cette manière une surcharge sur une ou plusieurs phases ne réagit pas sur les autres. Le transformateur (figure 11) consiste en un cadre de fer rectangulaire *a* partant des traverses *c*. Chaque phase primaire et secondaire porte deux parties d'enroulement placées vis-à-vis l'une de l'autre sur le cadre et limitées par des traverses.

Un transformateur diphasé analogue dans lequel les deux phases n'ont pas d'influence l'une sur l'autre est construit par la Union Electricitäts Gesellchaft (fig. 12). Ce transformateur possède 3 noyaux de fer *a b c* réunis par des culasses. L'enroulement d'une phase est disposé en parties égales sur les montants extérieurs *a c* et les jonctions sont faites de telle façon que le courant les parcourt par exemple dans le sens des flèches. L'enroulement de la seconde phase est placé sur le montant *b*. On voit sur la figure que les lignes de force produites par une phase dans les noyaux *a* et *c* et passant dans le noyau *b* se contrebalancent dans ce dernier, et que les lignes de force produites par la phase II dans le noyau *b* et se renfermant par les noyaux *a* et *c* produisent un renforcement de l'induction dans l'autre noyau.

La Compagnie Thomson Houston construit un transformateur monophasé qui alimente deux réseaux secondaires distincts ou un réseau secondaire à 3 conducteurs et est disposé de telle manière qu'à toutes charges les tensions secondaires restent constantes. Ce transformateur (fig. 13) consiste en un cadre en fer C sur les grands côtés duquel sont disposées les deux parties P_x et P_y de l'enroulement primaire. Ces deux parties sont reliées en parallèle au réseau 1, 2 et connectés ensemble de manière que le courant qui les parcourt produise un circuit magnétique fermé.

Les deux enroulements secondaires sont placés concentriquement aux enroulements P_x et P_y. Si la charge d'un des enroulements secondaires augmente, cet accroissement a pour effet de diminuer le flux magnétique et la force contre-électromotrice de l'enroulement primaire diminue. Par suite le réseau envoie plus de courant dans l'enroulement primaire correspondant et l'intensité du flux magnétique commun aux deux enroulements secondaires reste constant. Grâce à ce réglage automatique les deux enroulements secondaires produisent une tension constante à toutes charges.

O. A.

(*A suivre.*)

***Sur les mouvements pendulaires des alternateurs en parallèle.* A. Sommerfeld.** *Elektrotechnische Zeitschrift*, 7 et 14 avril.

Remarques préliminaires. — Les phénomènes particuliers qui peuvent prendre naissance dans deux générateurs à courant alternatif travaillant en parallèle sur le même circuit sont bien connus. On observe dans ce cas un mouvement ondulatoire des intensités de courant, des différences de potentiel, et des puissances effectives des deux machines. L'amplitude de ce mouvement pendulaire peut, dans certaines circonstances, devenir assez considérable pour empêcher tout fonctionnement rationnel des deux machines qui, comme l'on dit, tombent hors de phase. Le phénomène se manifeste particulièrement lorsque les générateurs sont accouplés à des moteurs à vapeur ou à gaz, et ne se produit pas lorsqu'ils sont actionnés par des turbines à vapeur ou commandés par courroies.

Nous ne reviendrons pas sur les plus anciens travaux faits particulièrement en Angleterre et en France sur ce sujet (Hopkinson, Cornu, Blondel, Boucherot). Plus récemment, Kapp, Benischke, Görges, Rosenberg se sont occupés de ce problème. Dans ces différents travaux, la question a été envisagée sous divers points de vue et les résultats principaux sont concordants ; toutes les explications données reposent sur la considération d'une oscillation forcée imprimée à la machine, et d'une oscillation propre du système dont la période dépend des constantes mécaniques et électriques des deux machines. Les phénomènes de mouvement pendulaire atteignent une grande amplitude lorsque ces deux oscillations sont en résonance. En outre la possibilité d'une interférence entre l'oscillation propre et l'oscillation forcée cause également, comme l'a montré Benischke, la formation de mouvements pendulaires.

L'opinion émise par A. Föppl est tout à fait différente. Ce dernier, sans s'occuper des particularités électriques, cherche la cause des mouvements pendulaires dans l'action du régulateur dont la présence avait été laissée de côté par les auteurs précédemment cités. Sans doute l'influence du régulateur doit entrer en ligne de compte dans la production des mouvements pendulaires, mais le fait que l'on peut expliquer ce phénomène sans tenir compte de l'action du régulateur prouve que cette dernière n'est pas prédominante. Les travaux de Föppl nous semblent apporter une contribution de valeur à la théorie des oscillations du régulateur plutôt qu'une explication du mouvement pendulaire des dynamos.

Contrairement aux auteurs précédents, nous partons des équations différentielles mécaniques et électriques de la production du courant comme base la plus simple du phénomène.

Comparé aux élégantes constructions graphiques de la technique, l'exposé de la théorie doit paraître long et laborieux, mais il présente l'avantage d'être plus certain et plus complet et rend possible les simplifications nécessaires.

Lorsqu'on intègre les équations différentielles, on traite les mouvements pendulaires qui prennent naissance comme de petites grandeurs et on néglige leurs puissances élevées (méthode des petites oscillations). Mais malgré cette simplification, il reste des difficultés mathématiques dont la cause réside dans l'alternance rapide des forces électromotrices et que nous surmonterons, en partie, en prenant la valeur moyenne des grandeurs variables, en partie en choisissant commodément la forme (très compliquée en réalité) de la courbe de tension.

Les phénomènes initiaux du couplage en parallèle sortent du cadre de cette étude ; nous ne parlerons dans ce qui suit que de l'état permanent qui a lieu lorsque le couplage en parallèle a été fait exactement au moment où les tensions instantanées sont égales, et lorsque la puissance moyenne est la même pour les deux machines.

Notre point de départ a été l'étude d'un appareil nommé *pendule-sympathique* qui reproduit fort exactement les phénomènes en jeu dans le cas qui nous occupe. Cet appareil peut être remplacé tout simplement par une montre dont l'anneau est suspendu à un clou avec le plus de liberté et le moins de frottement possibles. Par suite du mouvement du régulateur, la montre est soumise à de petites oscillations forcées (il faut donner à la montre un mouvement opposé de façon qu'au point de suspension les forces d'inertie se compensent). En général il existe aussi une oscillation pendulaire ordinaire, oscillation libre du système. Les deux périodes de ces oscillations ne concordent naturellement pas exactement, puisque l'oscillation forcée est synchrone avec le mouvement du régulateur, et

que l'oscillation propre obéit aux lois du pendule : il semble cependant que dans les montres de construction ordinaire ces deux périodes sont assez voisines l'une de l'autre. Par suite, il se produit des mouvements ondulatoires importants ; après un instant d'immobilité complète, on voit des mouvements pendulaires dont l'amplitude croît jusqu'à un maximum puis décroît jusqu'à un nouveau point d'immobilité ; les intervalles entre ces points d'immobilité se reproduisent régulièrement et chacun d'eux est d'autant plus grand que les périodes de l'oscillation propre et de l'oscillation forcée sont plus voisines, c'est-à-dire que la résonance et les mouvements pendulaires intermittents sont plus forts. Si le frottement au point de vue de suspension est très faible, le phénomène peut durer assez longtemps. Les oscillations propres décroissent d'ailleurs peu à peu, et avec elles le mouvement ondulatoire, et il ne reste que les oscillations forcées produites par le mouvement du régulateur.

Etablissement des équations fondamentales. — Soient :

$\varphi_1 \varphi_2$ les angles de rotation des manivelles ou des volants de la première et de la seconde machine motrice au temps T compté à partir d'une origine quelconque ; comme nous faisons abstraction des angles de torsion, φ_1 et φ_2 représentent aussi les angles du premier et du second rotor ;

$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ le *décalage* du premier rotor par rapport au second ;

$J_1 J_2$ les courants produits par la première et la seconde machine (valeur instantanée) ;

$J = J_1 + J_2$ le courant total ;

$i = J_1 - J_2$ le *décalage de courant* de la première machine par rapport à la seconde ;

$M_1(\varphi_1)$, $M_2(\varphi_2)$ les couples moteurs égaux aux produits des forces tangentielles aux boutons des manivelles par le rayon de ces dernières ;

$\delta_1 \delta_2$ le degré d'irrégularité des deux machines motrices ;

Δ une grandeur auxiliaire déduite de la différence entre les degrés d'irrégularité et de la différence des phases ;

$\mu_1 \mu_2$ deux fonctions auxiliaires de t dépendantes des degrés d'irrégularité ;

E^K la valeur instantanée de la différence de potentiel aux bornes ;

E^a_1 E^a_2 les valeurs instantanées des deux tensions des induits (force électro motrice) ;

E la tension efficace moyenne égale au moyen carré des valeurs instantanées ;

$f(\varphi_1)$ $f(\varphi_2)$ la première et la deuxième tension d'induit au cas où le rotor tourne avec la vitesse unité, les inducteurs étant normalement excités. Cette tension de l'induit dépend de la position actuelle de l'inducteur et est par suite fonction de φ_1 et de φ_2.

W la vitesse angulaire moyenne du rotor, égale à la valeur moyenne de $\frac{d\varphi_1}{dt} \frac{d\varphi_2}{dt}$;

p le nombre de paires de pôles ;

$\omega = pw = 2\pi f$ la pulsation du courant alternatif produit ;

n la fréquence propre du système ;

I la période propre d'oscillations du système ;

T la période de la rotation des machines ;

Γ la période du mouvement ondulatoire ;

R la résistance ohmique extérieure du réseau ;

r la résistance ohmique intérieure des machines ;

L le coefficient de self-induction extérieure ;

l le coefficient de self-induction de l'enroulement induit ;

Θ le moment d'inertie des masses tournantes (volant, rotor, manivelle, arbre, etc.) d'une machine. Dans le moment d'inertie on tient compte de l'apport des masses en mouvement alternatif en rapportant la moitié du total de ces masses au bouton de la manivelle ;

Θ est mesuré en unités de mesure absolues ;

α, β, γ des angles de décalage.

Les grandeurs non affectées des indices 1 et 2 sont supposées égales pour les deux machines.

Rappelons quelques points fondamentaux dont nous aurons besoin dans la suite.

La différence de potentiel aux bornes E^K sert à surmonter la résistance de la ligne extérieure et la self-induction extérieure.

On a donc :

$$E^k = L \frac{dJ}{dt} + RJ \qquad J = J_1 + J_2 \qquad (a)$$

L'excédent de la tension de l'induit sur la différence de potentiel aux bornes surmonte la résistance et la self-induction intérieure de chaque machine. On a donc :

$$E_1^a - E^k = l \frac{dJ_1}{dt} + rJ_1 \quad , \quad E_2^a - E^K = l . \frac{dJ_2}{dt} + rJ_2 \quad (b)$$

D'après la définition de la fonction f, la tension de l'induit est :

$$E_1^a = \frac{d\varphi_1}{dt} f(\varphi_1) \qquad E_2^a = \frac{d\varphi_2}{dt} f(\varphi_2) \qquad (c)$$

Le travail à fournir pour la production de courant pendant l'élément de temps dt est donné par le produit des valeurs instantanées du courant et de la force électro-motrice

$$dA_1 = E_1^a J_1 dt \qquad dA_2 = E_2^a J_2 dt \qquad (d)$$

On en déduit le couple antagoniste de production du courant que doit surmonter la force motrice. La façon la plus simple de le définir est d'envisager le travail à développer par unité de variation d'angle, c'est-à-dire le quotient $\frac{da}{d\varphi}$ qui est égal à $\frac{dA}{dt}$ divisé par $\frac{d\varphi}{dt}$. Par suite des équations (c) et (d) on a donc, en désignant par D_1 D_2 le couple antagoniste pour la première et la deuxième machine

$$D_1 = J_1 f(\varphi_1) \qquad D_2 = J_2 f(\varphi_2) \qquad (e)$$

A ces équations électriques fondamentales nous devons ajouter l'équation mécanique fondamentale qui exprime que le produit du moment d'inertie par l'accélération angulaire est égal à la différence du couple moteur et du couple antagoniste, c'est-à-dire :

$$\Theta \frac{d^2\varphi_1}{dt^2} = M_1(\varphi_1) - D_1 \quad , \quad \Theta \frac{d^2\varphi_2}{dt^2} = M_2(\varphi_2) - D_2 \quad (f)$$

Les équations b, après introduction des valeurs de la tension tirées de (a) et (c), donnent les *deux équations différentielles électriques* suivantes :

$$(L+l)\frac{dJ_1}{dt} + L\frac{dJ_2}{dt} + (R+r)J_1 + RJ_2 = \frac{d\varphi_1}{dt} f(\varphi_1) \quad (1)$$

$$(L+l)\frac{dJ_2}{dt} + L\frac{dJ_1}{dt} + (R+r)J_2 + RJ_1 = \frac{d\varphi_2}{dt} f(\varphi_2) \quad (2)$$

De plus les équations f combinées avec (e) donnent les *deux équations différentielles mécaniques*

$$\Theta \frac{d^2\varphi_1}{dt^2} = M_1(\varphi_1) - J_1 f(\varphi_1) \qquad (3)$$

$$\Theta \frac{d^2\varphi_2}{dt^2} = M_2(\varphi_2) - J_2 f(\varphi_2) \qquad (4)$$

Nous avons donc 4 équations pour 4 inconnues J_1 J_2 φ_1 φ_2 et nous pouvons en déduire par intégration l'allure du mouvement pendulaire. Les constantes l L, r R Θ doivent être considérées comme connues ; les deux fonctions $f(\varphi)$ et $M(\varphi)$ sont données ou bien doivent être déduites des données électriques et mécaniques de la machine.

Simplification des équations différentielles d'après la méthode des faibles oscillations.

Soient :

$$\left.\begin{array}{l} \varphi = \varphi_1 - \varphi_2 \text{ le décalage angulaire} \\ i = J_1 - J_2 \text{ le décalage du courant} \end{array}\right\} (5)$$

de la première machine vis-à-vis de la seconde. Traitons φ et i, de même que $\frac{d\varphi}{dt}$ $\frac{di}{dt}$ comme petites grandeurs.

En soustrayant l'une de l'autre les équations (1) et (2) et les équations (3) et (4), nous obtenons une équation différentielle électrique et et une équation différentielle mécanique :

$$l\frac{di}{dt} + ri = \frac{d\varphi_1}{dt}\left\{ f(\varphi_1) - \frac{d\varphi_2}{dt} f(\varphi_2) \right\} \qquad (6)$$

$$\Theta \frac{d^2\varphi}{dt^2} = M_1(\varphi_1) - M_2(\varphi_2) - \left\{ J_1 f(\varphi_1) - J_2 f(\varphi_2) \right\} \quad (7)$$

Dans la quantité entre parenthèses, remplaçons φ_1 par $\varphi_2 + \varphi$ et J_1 par $J_2 + i$ et développons $f(\varphi_1)$ d'après la série de Taylor

$$f(\varphi_1) = f(\varphi_2) + \varphi f'(\varphi_2) + \ldots..$$

en négligeant les termes en

$$\varphi^2, \varphi\frac{d\varphi}{dt}, \varphi i \text{ etc,}$$

il vient :

$$\left\{ \frac{d\varphi_1}{dt} f(\varphi_1) - \frac{d\varphi_2}{dt} f(\varphi_2) \right\} = \frac{d\varphi}{dt} f(\varphi_2) + \frac{d\varphi_2}{dt} \varphi f'(\varphi_2)$$
$$= \frac{d}{dt}(\varphi f(\varphi_2))$$

$$\left\{ J_1 f(\varphi_1) - J_2 f(\varphi_2) \right\} = i f(\varphi_2) + J_2 \varphi f'(\varphi_2)$$

Introduisons maintenant dans les deux nombres de droite des valeurs approchées de φ_2 et de J_2, ce qui équivaut à négliger des petites grandeurs du second ordre. Comme valeurs approchées nous prendrons les valeurs

$$\varphi_1 = \varphi_2 = \omega t \quad , \quad J_1 = J_2 = \frac{J}{2} \qquad (8)$$

que l'on obtient en supposant une vitesse de

rotation uniforme, et une répartition de courant uniforme pour les deux machines.

Les expressions précédentes sont à remplacer par $\frac{d}{dt}\varphi f$ et $if + \frac{J}{2}\varphi f'$ où l'argument ωt est remplacé, pour faciliter l'écriture, par les symboles f et f^1. Dans la suite cet argument sera toujours sous-entendu. Pour le courant total J, on a toujours avec le degré d'approximation déterminé par l'équation (8) l'équation différentielle suivante, obtenue en introduisant dans l'équation (1) ou dans l'équation (2) les valeurs approchées (8) :

$$(2L+l)\frac{dJ}{dt} + (rR + r)\,J = 2\omega f \qquad (9)$$

Les équations (6) et (7) deviennent :

$$l\,\frac{di}{dt} + ri = \frac{d}{dt}(\varphi f) \qquad (10)$$

$$\Theta\,\frac{d^2\varphi}{dt} = M_1(\varphi_1) - M_2(\varphi_2) - \varphi\,\frac{J}{2}\,f' - if \qquad (11)$$

Occupons-nous de la différence $M_1(\varphi_1) - M_2(\varphi_2)$. Posons

$$\varphi_1 = \omega t + \psi_1 \qquad\qquad \varphi_2 = \omega t + \psi_2$$

ψ_1 et ψ_2 représentant l'écart entre les angles de rotation φ_1 et φ_2 et les valeurs approchées (8). On a évidemment $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \psi_1 - \psi_2$, et ψ_1, ψ_2 sont aussi de petites grandeurs. Par suite nous pouvons développer M_1 et M_2 en série de Taylor en négligeant les puissances supérieures de ψ_1 et ψ_2 et en exprimant l'argument commun ωt par M_1 et M_2. Nous avons alors

$$M_1(\varphi_1) - M_2(\varphi_2) = M_1 - M_2 + \psi_1\,M'_1 - \psi_2 M'_2 \qquad (12)$$

Introduisons à côté de M_1 M_2 deux fonctions μ_1 et μ_2 qui, comme on le verra plus tard, dépendent étroitement du degré d'irrégularité des deux machines motrices et qui représentent les excédents actuels (positifs ou négatifs) divisés par Θ du couple moteur sur le couple résistant pour une vitesse de rotation uniforme des deux machines. Soient donc, d'après *e* et (8)

$$\Theta\mu_1 = M_1 - \frac{J}{2}\,f \qquad\qquad \Theta\mu_2 = M_2 - \frac{J}{2}\,f \qquad (13)$$

où l'argument ωt est sous-entendu dans M_1 et M_2 et f. Il en résulte

$$M_1 - M_2 = \Theta\,(\mu_1 - \mu_2)$$

et, après différentiation :

$$\omega M'_1 = \Theta\,\frac{d\mu_1}{dt} + \frac{1}{2}\,\frac{d}{dt}\,J(f)$$

$$\omega M'_2 = \Theta\,\frac{d\mu_2}{dt} + \frac{1}{2}\,\frac{d}{dt}\,J(f)$$

Introduisons ces valeurs dans l'équation 12 et divisons par Θ, il vient

$$\frac{M_1(\varphi_1) - M_2(\varphi_2)}{\Theta} = \mu_1 - \mu_2 + \frac{1}{\omega}\left(\psi_1\frac{d\mu_1}{dt} - \psi_2\frac{d\mu_2}{dt}\right) - \\ + (\psi_1 - \psi_2)\,\frac{1}{2\omega\Theta}\,\frac{d}{dt}\,Jf$$

Nos fonctions auxiliaires μ_1 et μ_2 sont donc aussi de petites grandeurs. Les membres de droite des équations 3 et 4 sont identiques en première approximation, c'est-à-dire en employant les valeurs (8), aux membres de droite des équations (13). Il en résulte que μ_1 et μ_2 sont identiques à

$$\frac{d^2\varphi_1}{dt^2} \text{ et } \frac{d^2\varphi_2}{dt^2}$$

et sont de petites grandeurs du premier ordre. Il en est de même de

$$\frac{d\mu_1}{dt}\quad \frac{d\mu_2}{dt}\,;$$

par suite on peut négliger les produits de ces grandeurs en ψ_1 ψ_2 comme petites grandeurs du deuxième ordre et écrire l'équation précédente de la façon suivante en tenant compte de la définition de ψ_1 et ψ_2

$$\frac{M_1(\varphi_1) - M_2(\varphi_2)}{\Theta} = \mu_1 - \mu_2 + \varphi\,\frac{1}{2\omega\Theta}\,\frac{d}{dt}\,(Jf) \qquad (14)$$

L'équation (11) donne alors

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = \mu_1 - \mu_2 + \frac{\varphi}{2\Theta}\left(\frac{1}{\omega}\,\frac{d}{dt}(Jf) - Jf'\right) - \frac{if}{\Theta}$$

ou aussi comme

$$\frac{df}{dt} = \omega f' \,:$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = \mu_1 - \mu_2 + \frac{\varphi f}{2\omega\Theta}\,\frac{dJ}{dt} - \frac{if}{\Theta} \qquad (15)$$

Nous avons donc deux équations différentielles (10) et (15) pour les décalages φ et i qui, par suite de l'approximation faite en négligeant les puissances élevées, sont linéaires en fonc-

tion de ces inconnues. Les fonctions f, μ et J entrant dans ces équations doivent être supposées connues; f est donné directement, μ_1, μ_2 et J sont à déterminer au moyen des équations 13 et 9.

La résistance ohmique intérieure est négligée vis-à-vis de la résistance inductive intérieure. Période des mouvements pendulaires libres et couple synchronisant. — Pour faciliter l'analyse des phénomènes, il est bon de supposer d'abord $r = 0$. L'équation 10 donne alors

$$l \frac{di}{dt} = \frac{d}{dt}(\varphi f)$$

et peut être immédiatement intégrée; à cause de la périodicité du phénomène, la constante d'intégration est nulle. Portons la valeur ainsi obtenue

$$i = \frac{\varphi f}{l} \tag{16}$$

dans l'équation (15); il vient

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = \mu_1 - \mu_2 + \varphi\left(\frac{f}{2\omega\Theta}\frac{dJ}{dt} - \frac{f^2}{l\Theta}\right) \tag{17}$$

Cette équation pourrait être directement désignée comme équation des oscillations ou équation pendulaire si le facteur de φ était constant. En réalité, il varie périodiquement, avec une fréquence égale à celle du courant alternatif. Nous remplacerons ce facteur approximativement par une valeur moyenne prise sur une longue série de périodes du courant alternatif. Il s'agit alors des valeurs moyennes $\overline{f^2}$ et $\overline{f\frac{ds}{dt}}$.

La première de ces valeurs moyennes est liée directement avec la tension efficace de l'induit. D'après l'équation (c) la valeur instantanée de la tension de l'induit est, à une vitesse de rotation uniforme pour chacune des deux machines : $E^a = \omega f$. Mais, d'après la définition de la tension efficace, on a

$$E^2 = \overline{(E^a)^2} = \omega^2 \overline{f^2}$$

d'où

$$\overline{f^2} = \frac{E^2}{\omega^2} \tag{18}$$

La seconde de nos valeurs moyennes doit être presque nulle. En effet la courbe du courant J est décalée d'un petit angle α vis-à-vis de la courbe de tension, et par conséquent vis à vis de la courbe de notre fonction f. Par suite la courbe $\frac{dJ}{dt}$ est décalée d'environ un angle droit vis-à-vis de f. Il en résulte que la valeur moyenne du produit des deux est une petite grandeur.

Pour estimer plus exactement la valeur moyenne, supposons que l'on ait

$$f = a \sin \omega t$$

Si nous voulions nous rapprocher plus exactement de la forme réelle, la plupart du temps angulaire, de la courbe de tension, il faudrait ajouter à cette onde fondamentale une série d'autres ondes supérieures de la tension. Mais on peut en faire abstraction, car dans la suite on ne tiendra pas compte de la forme réelle de cette courbe.

De f nous déduisons d'après l'équation (10) la valeur de J. Supposons que l'on ait

$$J = C \sin(\omega t - \alpha) \tag{20}$$

l'équation (9) est vérifiée si l'on prend

$$C = \frac{2\omega a}{\sqrt{(2L\omega + l\omega)^2 + (2R + r)^2}}, \quad \operatorname{tg}\alpha = \frac{2L\omega + l\omega}{2R + r} \tag{20'}$$

On a

$$f\frac{dJ}{dt} = \omega a C(\cos\alpha \sin\omega t \cos\omega t + \sin\alpha \sin^2\omega t)$$

En prenant la valeur moyenne, le premier terme de la parenthèse disparaît. Ecrivons $\frac{f}{a}$ au lieu de $\sin \omega t$ et tenons compte de l'équation (18) : il vient

$$\overline{f\frac{dJ}{dt}} = \omega a C \sin\alpha\, \overline{\sin^2 \omega t} = \frac{\omega C}{a} \sin\alpha\, \overline{f^2} = \omega \frac{E^2 C}{\omega^2 a} \sin\alpha$$

De l'équation (20) on tire aussi

$$\sin\alpha = \frac{2L\omega + l\omega}{\sqrt{(2L\omega + l\omega)^2 + (2R + r)^2}} \qquad C = \frac{2\omega a \sin\alpha}{\omega(2L + l)} \tag{21}$$

d'où enfin

$$\overline{f\frac{dJ}{dt}} = \frac{2E^2 \sin^2\alpha}{\omega(2L + l)} \tag{22}$$

Par suite des équations (18) et (22), le facteur de φ dans l'équation (17) devient, lorsqu'on

prend les valeurs moyennes

$$\frac{E^2 \sin^2 \alpha}{\omega^2(2L+l)\Theta} - \frac{E^2}{\omega^2 l\Theta} = -\frac{E^2}{\omega^2 l\Theta}\left(1 - \frac{l}{2L+l}\sin^2\alpha\right)$$

Supposons que l'angle α soit petit $\left(10^\circ\right.$ environ, c'est-à-dire $\left.\frac{\pi}{18}\right)$; si nous ne cherchons pas une grande exactitude, nous pouvons négliger le terme en $\sin^2\alpha$ vis-à-vis de 1. L'équation (17) prend alors la forme simple

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{E^2}{\omega^2 l\Theta}\varphi = \mu_1 - \mu_2 \qquad (23)$$

Nous sommes donc conduits en adoptant les valeurs moyennes à l'équation pendulaire habituelle. Notre équation finale est indépendante du choix particulier de la fonction f parce que la valeur moyenne 22 calculée à la base de ce choix particulier doit être négligée dans le résultat.

Naturellement, l'introduction des valeurs moyennes dans les coefficients de l'équation différentielle ôte au calcul toute rigueur mathématique. Mais il est hors de doute que l'erreur qui en résulte est forcément faible. En effet, les rotors alourdis par les volants ne peuvent pas obéir d'une façon sensible à des alternances dont la fréquence est celle du courant alternatif: leur mouvement ne peut être déterminé que par les valeurs moyennes de ces forces. Les conditions sont les mêmes que celles d'un pendule qui ne serait pas placé dans un champ constant de la pesanteur, mais dans un champ dont la force d'accélération varierait entre o et $2g$ avec une fréquence, par exemple, 50 fois plus grande que le nombre d'oscillations du pendule dans le champ de la pesanteur. Il paraît évident que les oscillations pendulaires seraient les mêmes dans ce champ alternatif et dans le champ normal de la pesanteur.

De l'équation (23) on déduit la période propre d'oscillations du système. On trouve les oscillations libres en annulant la *force extérieure* $\mu_1 - \mu$. L'équation 23 prend alors la forme

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + n^2\varphi = 0 \qquad n = \frac{E}{\omega\sqrt{l\Theta}} \qquad (24)$$

Son intégrale générale est :

$$\varphi = A \sin nt + B \cos nt \qquad (25)$$

où A et B sont des constantes d'intégration qui restent indéterminées tant qu'on ne fait pas d'hypothèse particulière sur l'état primitif des oscillations libres : n représente la fréquence propre d'oscillations. D'après l'équation (24) elle est égale à la tension efficace de l'induit divisée par le produit de la vitesse moyenne par la moyenne géométrique entre la self-induction de l'armature et le moment d'inertie. La période propre d'oscillations est

$$\tau = \frac{2\pi}{n} = \frac{2\pi\omega}{E}\sqrt{l\Theta} \qquad (26)$$

Cherchons l'expression du couple synchronisant, c'est-à-dire du couple qui s'oppose au décalage entre les deux rotors.

On le déduit de l'équation (24). Multiplions l'équation par Θ, il vient

$$\Theta\,\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -\frac{E^2}{\omega^2 l}\varphi = M_s$$

Le couple ainsi défini est proportionnel à l'angle φ et de signe contraire et tend à établir la marche au synchronisme des deux rotors ($\varphi = 0$). Ecrivons $M_s = -\mathfrak{M}\varphi$ où

$$\mathfrak{M} = \frac{E^2}{\omega^2 l} \qquad (27)$$

représente le couple correspondant à l'angle unité; nous pouvons écrire l'équation (26) sous une forme semblable à celle de l'équation donnant la durée d'oscillations du pendule physique :

$$\tau = 2\pi\sqrt{\frac{\Theta}{\mathfrak{M}}} \quad , \quad n = \sqrt{\frac{\mathfrak{M}}{\Theta}} \qquad (26')$$

Naturellement nous pouvons aussi bien trouver pour l'équation une forme qui rappelle l'équation de la durée d'oscillations du pendule dit mathématique. Il suffit pour cela d'introduire, au lieu du moment d'inertie Θ, la masse m rapportée à la périphérie du rotor $m = \frac{\Theta}{\rho^2}$, ρ désignant le rayon de ce dernier. Si de plus on désigne par u la vitesse périphérique du rotor, $u = \omega\rho$, et si l'on introduit au lieu de M_s la force tangentielle rapportée à la distance ρ, $F_s = \frac{M_s}{\rho}$, et au lieu de $\mathfrak{M}$ la force tangentielle correspondante pour l'unité de décalage linéaire

$$\mathfrak{F} = \frac{\mathfrak{M}}{\rho^2} = \frac{E^2}{u^2 l}$$

il vient

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{m}{\mathfrak{F}}} \quad , \quad n = \sqrt{\frac{\mathfrak{F}}{m}} \qquad (26'')$$

$$F_s = -\mathfrak{F}\rho\varphi \qquad \mathfrak{F} = \frac{E^2}{u^2 l} \qquad (27')$$

Kapp donne la formule (26″) pour le calcul de la période propre d'oscillations et détermine la force tangentielle synchronisante par une équation semblable à l'équation (27).

Benischke remarque par contre que l'on ne devrait pas employer la formule du pendule mathématique, mais celle du pendule physique : nous avons vu que ces deux formules (26′) et (26″) sont exactement semblables, si l'on désigne par m, comme l'a fait Kapp, la masse des parties tournantes, c'est-à-dire dans nos notations $\frac{\Theta}{\rho_2}$, rapportée à la périphérie des rotors. Enfin la formule de Görges concorde avec les nôtres : seules les notations de cet auteur diffèrent en plusieurs points : au lieu des coefficients de self-induction il envisage la perte de charge inductive E_s ; la tension est en partie remplacée par la puissance moyenne A_0 ; le moment d'inertie n'est pas exprimé en unités absolues, mais en unités techniques et un facteur g apparaît dans les formules ; la différence de potentiel aux bornes contient ce que nous distinguons sous le nom tension efficace de l'induit, etc.

Intégration générale de l'équation pendulaire. Résonance et interférence. — Cherchons maintenant les oscillations forcées correspondantes à l'équation (23) et entretenues par le terme $\mu_1 - \mu_2$. Il est nécessaire au préalable de développer quelques considérations sur ce terme. Dans les machines à vapeur ordinaires que nous envisageons ici, le couple moteur M se reproduit, comme l'on sait, à chaque demi-tour. Si T représente la durée d'un tour complet, l'expression analytique de M doit être mise pour chacune des deux machines sous la forme suivante :

$$M = M_0 + N \sin 4\pi \frac{t}{\tau} + \ldots\ldots$$

où les termes omis sont des fonctions trigonométriques de fréquences plus élevées (oscillations supérieures) et d'amplitude plus faible, et peuvent être négligés en première approximation vis-à-vis de l'amplitude du premier terme en sinus (onde fondamentale). Le terme constant M_0 détermine la puissance de la machine qui, dans le cas actuel, sert à surmonter le couple antagoniste D dû à la production du courant : en moyenne $M_0 = D$, et la puissance est $M_0 w$. De plus la durée de rotation T est liée à la vitesse angulaire w par l'équation

$$\frac{2\pi}{T} = w$$

La valeur du couple-moteur peut donc être écrite de la façon suivante :

$$M = D + N \sin 2wt \qquad (28)$$

L'amplitude N de l'onde fondamentale détermine le degré d'irrégularité δ du mouvement. Si nous considérons chacune des machines individuelles, nous avons pour chaque tour, d'après l'équation (28)

$$\Theta \frac{d^2\varphi}{dt^2} = M - D = N \sin 2wt$$

d'où

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{N}{2w\Theta} \cos 2wt$$

Le degré d'irrégularité δ est, d'après la définition usuelle, la *variation maxima de vitesse divisée par la vitesse moyenne*,

$$\delta = \frac{N}{w^2\Theta}$$

d'où inversement

$$N = w^2\delta\Theta \qquad (28')$$

Les équations de définition (13) pour μ_1 et μ_2 peuvent être écrites de la façon suivante pour les deux machines :

$$\left.\begin{aligned} \Theta\mu_1 &= M_1 - D_1 = N_1 \sin 2wt \\ \Theta\mu_2 &= M_2 - D_2 = N_2 \sin 2wt \end{aligned}\right\} \qquad (29)$$

Il vient, d'après (28)

$$\left.\begin{aligned} \mu_1 &= w^2\delta_1 \sin 2wt \\ \mu_2 &= w^2\delta_2 \sin 2wt \\ \mu_1 - \mu_2 &= w^2(\delta_1 - \delta_2) \sin 2wt \end{aligned}\right\} \qquad (30)$$

Les degrés d'irrégularité des deux machines ont été supposés inégaux, mais les phases ont été supposées égales. Admettons, au contraire, que les degrés d'irrégularité soient égaux $\delta_1 = \delta_2 = \delta$, et envisageons un décalage possible γ entre les points correspondants sur les courbes

des deux machines; les équations (30) doivent être remplacées par les suivantes :

$$\left.\begin{array}{l}\mu_1 = w^2\delta \sin 2wt \\ \mu_2 = w^2\delta \sin (2wt - \gamma)\end{array}\right\} \mu_1 - \mu_2 = 2w^2\delta \sin \frac{\gamma}{2} \cos \left(2wt - \frac{\gamma}{2}\right) \quad (30')$$

D'une façon générale les phases des couples-moteurs ainsi que les degrés d'irrégularité du mouvement sont distincts pour les deux machines. Nous pouvons alors écrire, en modifiant l'origine des temps

$$\mu_1 - \mu_2 = w^2\Delta \sin 2wt \quad (31)$$

où

$$\Delta = \delta_1 - \delta_2 \text{ pour } \gamma = 0$$

et

$$\Delta = 2\delta \sin \frac{\gamma}{2} \text{ pour } \delta_1 - \delta_2 = 0$$

Dans ce qui suit, nous prendrons pour point de départ ce cas général et l'équation (31).

Écrivons maintenant de la façon suivante l'équation (23) en tenant compte de la valeur de n^2 tirée de l'équation (24) :

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + n^2\varphi = w^2\Delta \sin 2wt \quad (32)$$

Une intégrale particulière de cette équation, qui représente l'oscillation forcée de notre système, est donnée par la formule suivante :

$$\varphi = \Delta \frac{w^2}{n^2 - 4w^2} \sin 2wt \quad (33)$$

Comme on le comprend facilement, notre oscillation forcée a pour période la demi-durée de rotation de la machine motrice, ou bien pour fréquence le double de la vitesse angulaire $2w$. Son amplitude dépend de la nature du moteur, c'est-à-dire de la grandeur Δ et du degré de résonance, c'est-à-dire de la plus ou moins grande concordance entre la fréquence propre d'oscillations n et la fréquence des oscillations forcées $2w$.

Lorsque ces deux fréquences sont égales, c'est-à-dire lorsque la résonance est parfaite, l'amplitude de l'oscillation forcée devient infiniment grande.

Au lieu de l'équation (33) nous pouvons écrire aussi

$$\varphi = \pm \frac{\Delta}{4} \zeta \sin 2wt \qquad \zeta = \pm \frac{4w^2}{n^2 - 4w^2}$$

Le facteur ζ qui dépend de la fréquence propre d'oscillation n et de la fréquence des oscillations forcées $2w$ a été nommé par Görges *module de résonance*. C'est le nombre par lequel est multipliée l'amplitude des oscillations suivant la plus ou moins exacte concordance des deux fréquences. Le signe doit être choisi de façon que ζ soit un nombre positif.

Le mouvement le plus général du système se compose de l'oscillation propre (25) et de l'oscillation forcée (33). Il est donc donné par l'équation

$$\varphi = A \sin nt + B \cos nt + \Delta \frac{w^2}{n^2 - 4w^2} \sin 2wt \quad (34)$$

Les constantes A et B dépendent de l'état origine (par exemple au temps $t = 0$) et sont indéterminées tant que nous ne faisons pas sur cet état origine une hypothèse spéciale. Pour obtenir des valeurs déterminées, nous supposerons que pour $t = 0$ les deux machines marchent momentanément d'une façon régulière.

$$\varphi = 0 \qquad \frac{d\varphi}{dt} = 0$$

On a alors

$$B = 0 \quad , \quad nA + 2w\Delta \frac{w^2}{n^2 - 4w^2} = 0$$

et par conséquent

$$\varphi = \Delta \frac{w^2}{n^2 - 4w^2} \left(\sin 2wt - \frac{2w}{n} \sin nt\right) \quad (35)$$

Si n est beaucoup plus grand ou beaucoup plus petit que $2w$, le premier ou le second membre prédomine dans la parenthèse. On a donc principalement une onde sinusoïdale dont la fréquence est celle de l'oscillation forcée ou celle de l'oscillation libre; son amplitude est faible. Mais si n et $2w$ se rapprochent l'un de l'autre, les deux membres de la parenthèse deviennent du même ordre et, par interférence, se détruisent ou se renforcent. En même temps l'amplitude maxima de l'oscillation résultante croît très rapidement par suite de la diminution du dénominateur $n^2 - 4w^2$. L'allure générale du phénomène prend alors la forme typique du mouvement ondulatoire tel qu'il résulte de la superposition de deux sinusoïdes de périodes voisines. Dans la figure 2, par exemple, le rapport entre les durées de l'oscillation forcée et

de l'oscillation libre a été pris égal à $\frac{6}{5}$. L'oscillation forcée est dessinée en traits fins et l'oscillation libre, dont l'amplitude est les 4/5 de celle de l'oscillation forcée, en pointillé. La courbe tracée en traits forts donne les battements dus à l'interférence entre les deux ondes individuelles.

Nous désignerons sous le nom de durée du mouvement ondulatoire le temps qui s'écoule entre deux périodes successives de renforcement ou de destruction. Pour calculer la période de ce mouvement ondulatoire Γ, on s'appuie sur ce que, si par exemple $n < 2w$, la phase de l'oscillation forcée avance de 2π sur celle de l'oscillation libre pendant le temps Γ. On a donc

$$n\Gamma + 2\pi = 2w\Gamma$$

$$\Gamma = \frac{2\pi}{2w - n} \qquad (36)$$

Γ′ est donc d'autant plus grand que l'on est plus près de la résonance : plus est longue la durée du mouvement ondulatoire et plus le phénomène est dangereux.

Mais les résultats n'ont cette netteté que si nous prenons comme point de départ l'état origine spécial

$$\varphi = 0 \quad , \quad \frac{d\varphi}{dt} = 0$$

D'une façon générale. il faudra supposer que $\frac{d\varphi}{dt}$ ne s'annule pas en même temps que φ. Dans ce cas le membre de droite de l'équation (35) contient, comme on le calcule facilement, le terme $\frac{1}{n}\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_0 \sin nt$ qui modifie le caractère du mouvement ondulatoire.

On a alors 3 périodes d'oscillations de divers ordres de grandeur : 1° la période du courant ou de la tension alternatifs, qui est d'environ 1/60 de seconde ;

2° La période propre d'oscillations des rotors qui, dans le cas de la résonance, est approximativement égale à la demi-durée de rotation de la machine. Si le nombre de tours par minute est compris entre 60 et 90, cette période est comprise entre 1/2 et 1/3 seconde;

3° La période du mouvement ondulatoire très variable qui, lorsqu'on approche beaucoup de la résonance, peut devenir aussi longue que l'on veut.

Le décalage de courant i suit pas à pas le décalage angulaire φ. D'après l'équation (16), ce décalage est $i = \frac{\varphi f}{l}$ et présente la même période que φ jointe à la période courte du courant alternatif due au facteur f. Pour nous débarrasser de cette période, nous prendrons les valeurs moyennes et nous ne considérerons que la valeur efficace de i qui, par suite de l'équation (8), est :

$$i_{eff} = \sqrt{\bar{i}^2} = \frac{\varphi}{l}\sqrt{\bar{f}^2} = \frac{\varphi E}{wl} = \frac{p\varphi E}{\omega l} \qquad (37)$$

et est par conséquent proportionnelle à φ.

Par définition

$$J_1 + J_2 = J \quad , \quad J_1 - J_2 = i,$$

le décalage i se répartit donc également sur les deux courants individuels et l'on a

$$J_1 = J\frac{J+i}{2} \quad , \quad J_2 = \frac{J-i}{2} \qquad (38)$$

Les ampèremètres intercalés sur la première ou sur la seconde machine n'indiquent naturellement pas les valeurs instantanées J_1 J_2, mais les valeurs efficaces $\sqrt{\bar{J_1^2}}$ $\sqrt{\bar{J_2^2}}$. Nous avons à voir de quelle façon se traduit le décalage i sur ces valeurs.

Dans ce but, élevons au carré l'équation (38)

$$J_1^2 = \frac{1}{4}(J^2 + 2Ji + i^2) \qquad (39)$$

Le premier et le troisième membre de la parenthèse sont les carrés de J_{eff} et de i_{eff}. Le terme du milieu, si l'on pose

$$f = a \sin \omega t \text{ et } J = C \sin(\omega t - \alpha)$$

est

$$Ji = \frac{Ca\varphi}{l} \sin(\omega t - \alpha) \sin \omega t = \frac{Ca\varphi}{2l}\cos\alpha = J_{eff} \cdot i_{eff} \cdot \cos\alpha$$

Si nous nous contentons de poser approximativement $\cos\alpha = 1$ et si l'on écrit J_2 la formule analogue à l'équation (39), il vient :

$$\frac{J_1^2}{J_2^2} = \frac{1}{4}(J_{eff} \pm i_{eff})^2 \qquad (40)$$

Par conséquent, la valeur efficace de J_1 ou J_2 est approximativement égale à la demi-somme ou à la demi-différence des valeurs efficaces de J et i. Les aiguilles des ampèremètres indiquent

les mouvements pendulaires correspondants et le décalage angulaire φ. Ils oscillent de part et d'autre de la valeur efficace de la demi-intensité de courant J pendant la durée d'une période qui, dans le seul cas à envisager en pratique de résonance dangereuse, est de l'ordre de grandeur de la demi-durée de rotation de la machine. L'amplitude de ces oscillations n'est pas constante en général, mais varie alternativement. La durée du mouvement ondulatoire est d'autant plus grande que l'on est plus près de la résonance et que, par conséquent, les amplitudes maxima sont plus grandes.

Il en est de même des mouvements pendulaires correspondants du voltmètre.

Exemple numérique. — Prenons, comme exemple, d'après les données de Kapp, un alternateur monophasé accouplé à une machine tandem.

Nombre de tours : 85.

Vitesse périphérique du rotor : 24,4 m par seconde.

Distance entre axes polaires 0,27 m

Masse des parties tournantes rapportée à la périphérie : 730 p. 100.

Puissance : 500 kilowatts.

Différence de potentiel aux bornes : 3000 volts.

Courant de court-circuit : 670 ampères.

Le courant de court-circuit i_0 est défini de telle façon qu'en négligeant la résistance intérieure

$$l \frac{di_0}{dt} = E^k.$$

en prenant les valeurs efficaces de i_0 et de E^k indiquées ci-dessus, il vient

$$l\omega \cdot 670 = 3\,000$$

d'où

$$l\omega = \frac{3\,000}{670} = 4,5 \text{ ohms} = 4,5 - 10^9 \text{ cm seconde}.$$

Pour déterminer la grandeur de $\omega = wp$, calculons d'après les données la valeur de w et celle de p. On a :

$$w = \frac{\pi}{30} 85 = 8,9.$$

Le rapport de la vitesse périphérique u à la vitesse angulaire w donne le rayon du rotor :

$$\rho = \frac{u}{w} = \frac{24,4}{8,9} = 2,75 \text{ m}.$$

De plus, la périphérie du rotor divisée par la distance entre axes polaires donne le double du nombre de paires de pôles :

$$2p = \frac{2\rho\pi}{0,27} = 64 \qquad p = 32.$$

On en déduit :

$$\omega = pw = 285$$

ou bien

$$l = \frac{4,5}{285} 10^9 \text{ cm} = 1,58 \; 10^7 \text{ cm}.$$

Il faut en outre connaître la valeur efficace du courant J et de la tension de l'induit E.

Si, comme nous le supposerons pour plus de simplicité, le réseau est dépourvu de self-induction, le décalage entre le courant J et la différence de potentiel aux bornes E^K est nul et le décalage entre $\frac{dJ}{dt}$ et E^K est égal à $\frac{\pi}{2}$. Dans ce cas la valeur efficace de J est égale à la puissance divisée par la différence de potentiel efficace aux bornes :

$$J_{eff} = \frac{500\,000}{3\,000} = 167 \text{ amp.}$$

La tension de l'induit est déterminée par l'équation (b) qui, pour $r = 0$, donne

$$E^a = E^k + l \frac{dJ}{dt}$$

Si nous passons aux valeurs efficaces, nous trouvons, puisque le décalage entre E^K et $\frac{dJ}{dt}$ doit égal à $\frac{\pi}{2}$:

$$E^2 = \overline{3\,000}^2 + (l\omega \cdot 167)^2 = \overline{3\,000}^2 + (4,5 \cdot 167)^2 = \overline{3\,000}^2 + \overline{750}^2$$

$$E = 3\,000\sqrt{1 + \left(\frac{1}{4}\right)^2} = 3\,100 \text{ volts} = 3\,100 \;.\; 10^8 \text{ cm}^{3/2} \text{ gr}^{1/2} \text{ sec}^{-2}$$

Pour calculer la durée τ d'oscillations libres, employons l'équation (26″) et cherchons d'abord la force synchronisante $\mathfrak{F}$ correspondante au décalage 1. D'après l'équation (27′) on a : [1]

$$\mathfrak{F} = \frac{\overline{3\,100}^2 \cdot 10^{22}}{\overline{2,44}^2 \cdot 10^6 \cdot 1,58 \cdot 10^7} = 10,2 \cdot 10^8 \text{ gr} \cdot \text{sec}^{-2}.$$

[1] L'unité de mesure de $\mathfrak{F}$ est ici dynes/cm. Si nous

De l'équation (26″) on déduit, pour

$$m = 730 \text{ kg} = 7,3\ 10^5 \text{ gr}$$

$$n^2 = \frac{\mathfrak{F}}{m} = \frac{10,2\ .\ 10^8}{7,3\ .\ 10^5} = 14\ .\ 10^2$$

$$n = 37,4\ .\ \text{sec}^{-1} \quad , \quad \tau = \frac{2\pi}{n} = 0,168 \text{ sec}$$

D'autre part, la fréquence des oscillations forcées est égale au double de la vitesse angu-

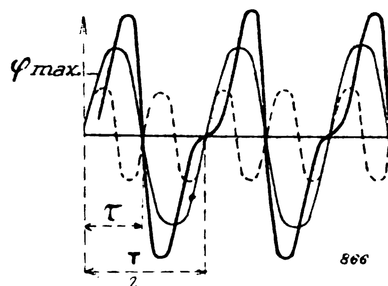


Fig. 1.

laire $2w = 17,8$ ou la durée d'une oscillation forcée est égale à la demi-durée de rotation de la machine :

$$\frac{T}{2} = \frac{\pi}{w} = 0,35$$

Dans notre exemple, nous sommes bien loin

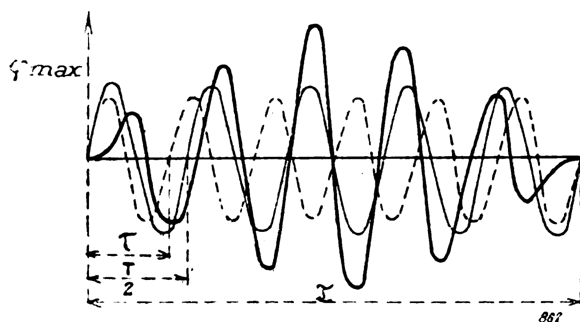


Fig. 2.

de la résonance puisque la période propre d'oscillations n'est pas la moitié de la période des oscillations forcées. Par suite, deux machines d'une semblable construction pourraient travailler sur le même circuit sans qu'il se produise de mouvements pendulaires. Supposons qu'une des machines ait un degré d'irrégularité $\delta_1 = \frac{1}{100}$ (machine à vapeur) et l'autre un degré d'irrégularité $\delta_2 = 0$ (turbine). Dans ces conditions on ne peut pas parler d'une différence de phase entre les deux moments moteurs. Nous posons

$$\Delta = \delta_1 - \delta_2 = \frac{1}{100}$$

et avons, pour l'état origine spécial défini à la base de l'équation (35)

$$\varphi = \frac{1}{100} \cdot \frac{\overline{8,9}^2}{\overline{37,4}^2 - \overline{17,8}^2} \left(\sin (17,8\ .\ t) - \frac{17,8}{37,4} \sin (37,4\ .\ t)\right)$$

La période du mouvement ondulatoire qui prend naissance est :

$$\Gamma = \frac{2\pi}{n - 2w} = \frac{2\pi}{19,6} = 0,32 \text{ sec}\ .$$

elle est trop courte pour que ce mouvement ondulatoire soit sensible. L'allure de φ est représentée par la figure 1 dans laquelle l'oscillation forcée est dessinée en traits fins, l'oscillation résultante en gros traits et l'oscillation propre en pointillé. Le rapport entre les périodes des oscillations propre et forcée a été pris pour plus de commodité dans les figures égal à $\frac{1}{2}$. La plus grande valeur que peut prendre φ est, comme le montre la figure, un peu plus petite que la somme des amplitudes des deux oscillations individuelles. Donc, on a

$$\varphi_{max} < \frac{1}{100} \frac{\overline{8,9}^2}{\overline{37,4}^2 - \overline{17,8}^2} \left(1 + \frac{17,8}{37,4}\right)$$

ou bien

$$\varphi_{max} < 1,1\ .\ 10^{-3} = 0^0,064 = 3',8$$

La valeur de i correspondante est, d'après l'équation (37) (avec l'hypothèse E = 3 100 volts) au maximum

$$i_{max} = \frac{p\ .\ \varphi_{max}\ .\ E}{\omega l} < \frac{32\ .\ 1,1\ .\ 3,1}{4,5} = 24 \text{ amp.}$$

Les variations de courant ne sont donc plus insignifiantes dans ce cas. Leur amplitude atteint au maximum 12 ampères contre 167 ampères que

---

passons aux unités techniques kilogrammes/mètre, nous trouvons :

$$\mathfrak{F} = \frac{10,2\ .\ 10^8}{981.000} \cdot \frac{\text{kg}}{\text{cm}} = \frac{10,2\ 10^6}{9\ 810} \frac{\text{kg}}{\text{m}} = 104\ 000 \frac{\text{kg}}{\text{m}}$$

débite chaque machine comme courant moyen.

Modifions l'exemple pour nous approcher de plus en plus de la résonance. Supposons en premier lieu que le moment d'inertie soit triplé, et en second lieu qu'il soit quadruplé. Prenons donc $m = 3.730.10^3$ puis $m = 4.730.10^3$.

Comme rien n'est modifié dans la valeur de $\mathfrak{F}$, la fréquence propre d'oscillation devient la $\sqrt{3}^e$ partie ou la $\frac{1}{2}$ de la fréquence précédente. On a donc

$$n = \frac{37,4}{\sqrt{3}} = 21,6$$

ou

$$n = \frac{37,4}{2} = 18,7$$

La période du mouvement ondulatoire est alors

$$T = \frac{2\pi}{21,6 - 17,8} = 1,76 \text{ sec}$$

ou

$$T = \frac{2\pi}{18,7 - 17,8} = 7,0 \text{ sec}$$

Dans le premier cas l'allure de φ est donnée par la figure 2 dans laquelle le rapport entre la période propre d'oscillation et la période des oscillations forcées a été pris égal à 5/6, et par suite le rapport des amplitudes à 6/5. (L'amplitude de ces oscillations forcées a été figurée plus petite dans la figure 2 que dans la figure 1 quoique par suite de la résonance cette amplitude soit plus grande que précédemment).

Dans le dernier cas il est impossible de figurer la courbe dans un dessin de faibles dimensions par suite de la très grande période du mouvement ondulatoire. La plus grande amplitude de φ est dans les deux cas au voisinage du point $t = \frac{T}{2}$, elle est :

$$\varphi_{max} = \frac{1}{100} \frac{\overline{8,9}^2}{21,6^2 - 17,8^2} \left(1 + \frac{17,8}{21,6}\right) = 0,96 \,.\, 10^{-2} = 0^{\circ},55$$

ou

$$\varphi_{max} = \frac{1}{100} \frac{\overline{8,9}^2}{18,7^2 - 17,8^2} \left(1 + \frac{17,8}{18,7}\right) = 4,7 \,.\, 10^{-2} = 2^{\circ},7$$

Les valeurs correspondantes pour le décalage de courant sont

$$i_{max} = \frac{32 \,.\, 0,96 \,.\, 31}{4,5} = 210 \text{ amp.}$$

ou

$$i_{max} = \frac{32 \,.\, 4,7 \,.\, 31}{4,5} = 1020 \text{ amp.}$$

Dans le premier cas, l'amplitude des variations de courant dans chaque machine atteint 105 ampères, soit 66 p. 100 du courant débité par chaque machine (167 ampères). Dans le second cas, les oscillations de courant dépasseraient considérablement la grandeur du courant moyen, de sorte que chaque machine fonctionnerait alternativement comme générateur et comme moteur; la marche en parallèle serait donc impossible.

Dans l'exemple donné, la période propre d'oscillations est plus petite que la période des oscillations forcées; en pratique il vaut mieux, comme l'a montré Görges, que ce soit l'inverse, pour que la période propre d'oscillations ne puisse pas coïncider avec un des termes supérieurs des oscillations forcées.

D'ailleurs les valeurs trouvées ne doivent être admises qu'avec certaines restrictions, car, en premier lieu, nous avons traité au début les décalages φ e i comme les petites grandeurs et nous avons négligé leur deuxième puissance, et en second lieu nous avons négligé au début du § 3 la résistance ohmique de l'enroulement induit qui produit un amortissement.

La première approximation fait partie de la méthode des petites oscillations et est permise dans tous les cas où cette méthode s'applique. En ce qui concerne la seconde approximation, nous allons voir que la résistance intérieure ne joue qu'un rôle secondaire dans notre problème.

Influence de la résistance ohmique. Le décrément d'amortissement des oscillations propres. — Retournons aux deux équations (10) et (15) donnant φ et i. L'équation (10) s'écrit, si l'on tient compte de la résistance intérieure r

$$l \frac{di}{dt} + ri = f \frac{d\varphi}{dt} + \varphi \frac{df}{dt}$$

Posons comme précédemment $f = a \sin \omega t$ et traitons φ comme une grandeur lentement variable en comparaison de f et i. Séparons i en deux parties constitutives i' et i'' définies par les

deux équations différentielles

$$\left.\begin{aligned} l\frac{di'}{dt} + ri' &= f\frac{d\varphi}{dt} = a\frac{d\varphi}{dt}\sin\omega t \\ l\frac{di''}{dt} + ri'' &= \varphi\frac{df}{dt} = a\omega\varphi\cos\omega t \end{aligned}\right\} \qquad (41)$$

Nous pouvons poser

$$\left\{\begin{aligned} i' &= c'\sin(\omega t - \beta) \\ i'' &= c''\cos(\omega t - \beta) \end{aligned}\right.$$

Si l'on introduit ces valeurs dans l'équation (4'), on voit qu'il faut avoir

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{l\omega}{r} \qquad (42)$$

d'où

$$\left\{\begin{aligned} \sin\beta &= \frac{l\omega}{\sqrt{(l\omega)^2 + r^2}} \\ \cos\beta &= \frac{r}{\sqrt{(l\omega)^2 + r^2}} \end{aligned}\right.$$

et

$$\left.\begin{aligned} c' &= \frac{a}{\sqrt{(l\omega)^2 + r^2}}\frac{d\varphi}{dt} = \frac{a\cos\beta}{r}\frac{d\varphi}{dt} \\ c'' &= \frac{a}{\sqrt{(l\omega)^2 + r^2}}\omega\varphi = \frac{a\sin\beta}{l}\varphi \end{aligned}\right\} \qquad (43)$$

Notre calcul n'est pas rigoureux si nous considérons c' et c'' comme des constantes alors que ces grandeurs varient avec φ : c'est pourquoi nous avons supposé que φ est une grandeur lentement variable.

Pour i nous trouvons :

$$i = i' + i'' = \frac{a\cos\beta}{r}\frac{d\varphi}{dt}\sin(\omega t - \beta) + \frac{a\sin\beta}{l}\varphi\cos(\omega t - \beta). \qquad (44)$$

Formons la valeur moyenne de if dont nous avons besoin pour calculer l'équation (15)

$$\overline{if} = \frac{a^2\cos^2\beta}{2r}\frac{d\varphi}{dt} + \frac{a^2\sin^2\beta}{2l}\varphi$$

ou, en tenant compte de l'équation (18), comme

$$\frac{a^2}{2} = \overline{f^2}$$

$$\overline{if} = \frac{E^2}{\omega^2}\left(\frac{\cos^2\beta}{r}\frac{d\varphi}{dt} + \frac{\sin^2\beta}{l}\varphi\right) \qquad (45)$$

En nous servant de la valeur moyenne donnée par l'équation (22), nous avons

$$\frac{1}{2\omega}\overline{f\frac{dJ}{dt}} = \frac{E^2}{\omega^2}\frac{\sin^2\alpha}{2L + l} = \frac{E^2}{\omega^2}\frac{\sin^2\alpha}{l}\frac{l}{2L + l}. \qquad (46)$$

L'équation (15) peut être écrite, après introduction des valeurs moyennes et en tenant compte de (45 et (46)

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{E^2}{\omega^2 r\Theta}\cos^2\beta\frac{d\varphi}{dt} + \frac{E^2}{\omega^2 l\Theta}\left(\sin^2\beta - \frac{l}{2L + l}\sin^2\alpha\right)\varphi = \mu_1 - \mu_2. \qquad (47)$$

Pour la suite il est important de connaître l'ordre de grandeur de β. Kapp donne comme exemple en chiffres ronds :

$$r = 2 \text{ ohms} \qquad l\omega = 26 \text{ ohms}$$

d'où

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{l\omega}{r} = 13 \qquad \beta = 85^\circ,5.$$

D'une façon générale l'angle β est toujours de l'ordre de grandeur d'un angle droit et $\sin\beta$ est toujours voisin de 1. Nous pouvons donc, dans l'équation (47), négliger $\sin^2\alpha$ précédé de la fraction $\frac{l}{2L + l}$ vis-à-vis de $\sin^2\beta$, voisin de 1 (cela n'est d'ailleurs que pour abréger les formules et n'a aucune influence sensible sur le calcul). Au lieu de l'équation (47) nous écrivons donc plus brièvement :

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{E^2}{\omega^2 r\Theta}\cos^2\beta\frac{d\varphi}{dt} + \frac{E^2}{\omega^2 l\Theta}\sin^2\beta\varphi = \mu_1 - \mu_2 \quad (48)$$

Les deux termes en φ et $\frac{d\varphi}{dt}$ représentent, si on les multiplie par Θ, un couple synchronisant et un couple amortisseur synchronisant. Le premier concorde avec la valeur indiquée pour le cas précédent (équation 27) où

$$r = 0 \qquad \beta = 90^\circ.$$

Posons pour abréger

$$k = \frac{E^2\cos^2\beta}{2\omega^2 r\Theta} \quad n^2 = \frac{E^2\sin^2\beta}{\omega^2 l\Theta} \quad n_0^2 = \frac{E^2}{\omega^2 l\Theta} \qquad (49)$$

n_0 coïncide avec la fréquence propre d'oscillations dans le cas où l'on ne tient pas compte de l'amortissement que nous désignions précédemment par n; notre n actuel se distingue du précédent par le facteur $\sin\beta$.

Pour intégrer l'équation (28) nous emploierons la méthode générale qui consiste à chercher d'abord les oscillations libres du système en laissant de côté le terme extérieur $\mu_1 - \mu_2$.

Nous avons alors affaire à l'équation des oscillations pendulaires amorties

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2k\frac{d\varphi}{dt} + n^2\varphi = 0 \qquad (50)$$

dont l'intégrale générale est

$$\varphi = Ae^{-kt}\sin\sqrt{n^2 - k^2}\,t + Be^{-kt}\cos\sqrt{n^2 - k^2}\,t \qquad (51)$$

où A et B sont des constantes d'intégration. La fréquence d'oscillations n'est donc plus n ou n_0, mais est réduite par l'amortissement à

$$n' = \sqrt{n^2 - k^2}. \qquad (52)$$

De plus l'amplitude des oscillations n'est plus constante, mais décroît pendant une oscillation $\left(\text{pendant le temps } \frac{2\pi}{n'}\right)$ proportionnellement au *décrément d'amortissement* :

$$e^{-2\pi\frac{k}{n'}} \qquad (53)$$

Mais on voit facilement que la fréquence actuelle est très proche de n et que le décrément d'amortissement est très proche de l'unité. On a, en tenant compte des équations (49) et (42)

$$\frac{n'}{n} = \sqrt{1 - \left(\frac{k}{n}\right)^2}$$

$$\frac{k}{n} = \frac{E\cos\beta\sqrt{l}}{2\omega r\sqrt{\Theta}}\frac{\cos\beta}{\sin\beta} = \frac{E\cos\beta}{2\omega\sqrt{l\Theta}} = \frac{n_0\cos\beta}{2\omega}.$$

Si, par exemple, comme nous l'avons supposé plus haut,

$$\operatorname{tg}\beta = 13,$$

on a

$$\cos\beta = \frac{1}{13}.$$

Si nous avons en vue le cas le plus intéressant de la résonance, nous avons environ

$$n_0 = 2\omega$$

et

$$\frac{n_0}{2\omega} = \frac{1}{p}.$$

Dans l'exemple du § 6, $p = 32$ et l'on aurait :

$$\frac{k}{n} = \frac{1}{13.32} = 0{,}0024.$$

Le carré de cette grandeur peut être négligé vis-à-vis de l'unité et l'on a d'une façon très suffisamment exacte

$$n' = n \text{ et } \frac{k}{n'} = \frac{k}{n}.$$

Le décrément logarithmique d'amortissement est alors

$$2\pi\frac{k}{n'} = 0{,}015.$$

Pendant une oscillation complète, l'amplitude est donc multipliée par le facteur

$$e^{-0{,}015} = 0{,}985,$$

et il faudrait 66 oscillations pour réduire l'amplitude à $\frac{1}{e}$ de sa valeur primitive.

Ces données numériques montrent que l'influence de la résistance ohmique sur les oscillations libres est très faible.

Reprenons le terme $\mu_1 - \mu_2$ que, d'après les considérations du § 5, équation (31), nous pouvons écrire sous la forme

$$\mu_1 - \mu_2 = \omega^2\Delta\sin 2\omega t$$

et considérons l'équation :

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2k\frac{d\varphi}{dt} + n^2\varphi = \omega^2\Delta\sin 2\omega t. \qquad (54)$$

Une intégrale particulière de cette équation, qui représente l'oscillation forcée due à l'irrégularité du couple moteur, est donnée par l'expression connue :

$$\varphi = C\sin(2\omega t - \gamma).$$

Pour que l'équation (54) soit satisfaite, il faut prendre :

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{4k\omega}{n^2 - 4\omega^2} \qquad C = \frac{\omega^2\Delta}{\sqrt{(n^2 - 4\omega^2)^2 + (4k\omega)^2}};$$

alors :

$$\varphi = \frac{\omega^2\Delta}{(n^2 - 4\omega^2)^2 + (4k\omega)^2}\left\{(n^2 - 4\omega^2)\sin 2\omega t + 4k\omega\cos 2\omega t\right\}. \qquad (55)$$

L'amplitude de cette oscillation forcée, lorsque la résonance est complète, c'est-à-dire lorsque $2\omega = n$, n'est plus infinie, comme lorsqu'on néglige l'amortissement, mais elle atteint un maximum fini inversement proportionnel à la valeur de k.

Le mouvement le plus général se compose donc de la somme de l'oscillation propre (51) et de l'oscillation forcée (55). Si l'on détermine les constantes d'intégration de telle façon que par exemple pour $t = 0$ la rotation momentanée des deux rotors soit uniforme

$$\left(\varphi = 0, \ \frac{d\varphi}{dt} = 0\right),$$

on trouve l'expression suivante :

$$\varphi = \frac{\omega^2 \Delta}{(n^2 - 4\omega^2)^2 + (4k\omega)^2}$$
$$\left\{ (n^2 - 4\omega^2)\left(\sin 2\omega t - \frac{2\omega}{n'} e^{-kt} \sin n't\right) - 4k\omega \left(\cos 2\omega t \right.\right.$$
$$\left.\left. - e^{-kt} \cos n't - \frac{k}{n'} e^{-kt} \sin n't\right)\right\}. \quad (56)$$

On peut déduire de cette expression qu'il se produit un mouvement ondulatoire, avec l'hypothèse, valable dans la réalité, que l'amortissement ohmique est faible.

Mais ce mouvement ondulatoire n'est perceptible que pour un temps limité car, par suite du facteur d'amortissement e^{-Kt}, l'oscillation propre s'éteint et l'oscillation forcée reste seule.

Calculons encore la valeur efficace du décalage de courant i. D'après l'équation (44) on trouve facilement

$$i_{eff} = \frac{E}{\omega} \sqrt{\frac{(\omega \varphi)^2 + \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2}{(l\omega)^2 + (r^2)}} .$$

Si l'on tient compte de ce que r est petit vis-à-vis de $l\omega$, et $\frac{d\varphi}{dt}$ petit vis-à-vis de $\omega\varphi$, on tombe exactement sur la valeur (37) trouvée dans le cas où l'on néglige de l'amortissement.

Finalement, nous pourrons corriger l'exemple numérique du paragraphe 6 en tenant compte de la résistance ohmique intérieure et de l'amortissement. Mais on voit que c'est tout à fait superflu.

Si nous prenons pour le rapport $\frac{l\omega}{r}$ la valeur numérique 13 et si nous conservons les données du paragraphe 6, nous trouverons que la fréquence propre n' corrigée en tenant compte de l'amortissement, ne s'écarte pas sensiblement de celle indiquée précédemment. De plus, le rapport $\frac{k}{n}$ est si petit que, dans le calcul de l'équation (56), les termes multipliés par K disparaissent pratiquement. Le caractère du mouvement ondulatoire aussi reste le même que précédemment, tout au moins au début, pendant la durée d'environ 20 oscillations particulières.

Il peut parfois arriver (par exemple en télégraphie sans fil) que les effets de résonance attendus ne se produisent pas ou sont effacés parce que l'amortissement est trop grand. Cela ne peut pas avoir lieu dans le cas qui nous occupe : un fort amortissement serait naturellement très désirable puisqu'il écarterait le danger des mouvements pendulaires, mais il serait impossible et déplorable de l'obtenir par l'accroissement de la résistance ohmique qui absorbe de l'énergie. Par contre, on peut, comme l'a montré M. Leblanc, obtenir un amortissement énergique qui n'absorbe que l'énergie nuisible des mouvements pendulaires.

Les courants de Foucault qui prennent naissance dans l'amortisseur Leblanc freinent les mouvements pendulaires : l'amortissement qui en résulte pourrait être introduit dans tous nos calculs comme l'amortissement ohmique, mais avec un coefficient K beaucoup plus grand.

Les courants de Foucault qui se produisent dans les masses polaires non feuilletées agissent dans le même sens, mais avec moins d'énergie. L'amortissement qui en résulte a été pris en considération par Görges qui, au contraire, a négligé l'amortissement dû à la résistance ohmique. Le terme d'amortissement de Görges est analogue à celui que nous avons introduit dans nos calculs pour tenir compte de la résistance ohmique, avec cette différence qu'il contient un coefficient dépendant du genre de construction des pôles.

R. V.

TRACTION

Tramway électrique de Sofia. *Street Railway Review.*

La ville de Sofia a maintenant un réseau aérien de 35 km avec fil de trôlet. Il comprend 34 aiguillages. Le nombre de voitures est de 35 dont 25 voitures motrices et 10 voitures de remorque. Les voitures sont pourvues de moteurs alimentés de courant à 500-550 volts. La concession a été accordée à la Société des Grands Travaux, à Marseille, pour l'éclairage de la ville et au Trust franco-belge, à Bruxelles, pour la

traction électrique, la première s'engageant à fournir à la seconde l'énergie nécessaire à un prix déterminé, la seconde s'engageant à organiser sa centrale de manière qu'en cas de nécessité la ville puisse également être éclairée directement par elle.

L'installation électrique, qui par le but même à atteindre, est très compliquée, est, par contre, très intéressante parce qu'elle résout économiquement un problème qui peut se poser dans beaucoup d'autres localités. Elle a été projetée et dirigée par M. Palaz, professeur à l'Université de Lausanne.

Le réseau des tramways est alimenté tantôt par une centrale à basse tension située à Sofia même, tantôt par le courant à haute tension d'une centrale utilisant les eaux de l'Isker et se trouvant à une distance de 25 km environ de la ville. La centrale à haute tension a été construite par la Société Oerlikon, d'Oerlikon (Suisse); l'installation à basse tension a été faite par la Société Electricité et Hydraulique, de Charleroi (Belgique).

Dans le cas où l'on emploie le courant de la centrale de l'Isker, la centrale de Sofia sert de sous-station. C'est pendant les époques de sécheresse et de gelées que la centrale de Sofia fournit, avec des machines à vapeur, le courant nécessaire à l'alimentation du réseau des tramways. Par contre, lorsque le réseau est alimenté par la centrale à haute tension, la centrale de Sofia peut employer ses machines à vapeur pour la production de courants continus ou alternatifs utilisables pour l'éclairage et pour d'autres applications de la ville.

La centrale de l'Isker n'emprunte à la rivière qu'une énergie de 2 000 chevaux sur 3 000 disponibles. Le débit moyen est de 5 à 6 m^3 par seconde. La prise d'eau est réglable par deux vannes et est située à quelques mètres en amont d'un barrage. La galerie d'amenée est longue de 1 100 m, large de 2 m et profonde de 2,5 m. Elle est maçonnée et voûtée. La conduite sous pression a une longueur de 110 m; le diamètre du passage d'eau est de 1 400 mm; les tubes sont en acier de 5 à 8 mm d'épaisseur et rivés entre eux. A son entrée dans la centrale, la conduite contient un collecteur-distributeur muni d'une soupape principale de retenue.

Le bâtiment de la centrale est situé à 22 km environ de la ville de Sofia. Il a 30 m de long sur 12,5 m de large. Il est destiné à recevoir 6 unités hydro-électriques dont 4 sont installées. Une annexe de $4{,}8 \times 9{,}9$ m est exclusivement occupée par le tableau et les appareils de distribution.

Les turbines sont construites pour une chute utile de 52 à 55 m, pour une consommation de 960 à 910 litres d'eau par seconde avec un rendement de 75 p. 100 et pour une puissance de 500 ampères à 400 tours par minute.

Le couplage avec les alternateurs est direct. Pour ne pas perdre la hauteur de chute entre les turbines et le niveau d'aval, on a établi un tube d'aspiration Jonval qui descend à quelques centimètres au-dessous de ce niveau. Ce tube est toujours rempli d'eau, qui par son poids produit sur la turbine un effet d'aspiration de telle sorte que la partie de la chute au-dessous de la turbine est employée comme si cette dernière se trouvait au bas de la chute. Les turbines sortent des ateliers Picard, Pictet et Cie à Genève et sont construites sur le type centrifuge à axe horizontal et à aspiration. Le réglage peut se faire à la main ou par un servo-moteur actionné par l'arbre de la turbine. Un régulateur centrifuge sert de relais, de sorte que le nombre de tours est toujours constant.

Le couplage des générateurs et des turbines est effectué par un accouplement flexible et isolant. Les générateurs ont une puissance unitaire de 1 125 kilovoltampères. A la vitesse de 400 tours, ils débitent sous 8 000 volts de tension composée avec une fréquence de 53 périodes par seconde.

Les bobines induites sont enroulées sur gabarit; elles sont montées dans 48 rainures ouvertes; chaque bobine comprend 65 spires de fil de cuivre de 3,4 mm et est protégée par un tube de micanite sans joint.

La couronne inductrice possède 16 pièces polaires en tôles laminées assemblées. Les bobines inductrices se composent de 110 spires de fil de cuivre de 7 mm. La carcasse est venue de fonte en une seule pièce. Pour faciliter le montage et l'échange des bobines, la machine peut être déplacée sur le socle de fondation.

Le courant d'excitation pour chaque générateur est fourni par un dynamomètre tétrapolaire à courant continu, d'une puissance de 9 kilowatts sous 50 volts. L'induit de l'excitatrice est calé sur l'arbre du générateur correspondant.

Le courant est recueilli aux bornes des générateurs par des barres d'aluminium supportées par des isolateurs en porcelaine et amené ainsi jusqu'au tableau de distribution dans des couloirs souterrains. Les conducteurs du courant d'excitation sont des câbles qui suivent ces mêmes couloirs.

Le tableau de distribution est à deux étages. Le revêtement de l'étage supérieur est formé de panneaux de marbre blanc reposant sur des pilastres de fonte. On a vissé sur ces derniers les guidages à coulisse pour les leviers d'interrupteurs à haute tension des machines et des lignes, et les paliers des arbres de commande avec volant à main pour la manœuvre des rhéostats de réglage.

Chaque pilastre correspond à une machine et le panneau de marbre immédiatement supérieur porte les instruments de mesure correspondant à cette machine. Les panneaux à l'extrémité gauche du tableau portent les instruments collecteurs des lignes ; ceux de droite, les instruments pour la mise en parallèle des machines, les lampes de phase avec interrupteurs et les commutateurs de voltmètre.

L'étage inférieur du tableau renferme les interrupteurs à haute tension pour les machines, les rhéostats, les coupe-circuits de machines, les rhéostats et les transformateurs de mesure, du côté tourné vers la salle des machines.

Tous les générateurs débitent sur un système de barres omnibus en circuit fermé qui sont également montées à l'étage inférieur du tableau. Entre les connexions des deux machines consécutives sur les barres omnibus, on a ménagé des interrupteurs. On peut ainsi séparer du circuit général une machine quelconque pour lui faire subir des réparations, sans que le service général ait à en souffrir en aucune façon.

Les parafoudres à cornes sont montés à l'étage supérieur du tableau immédiatement avant le départ des lignes aériennes.

L'étage inférieur du tableau est séparé de la salle des machines par une cloison de tôle perforée ; il est relié à l'étage supérieur par deux escaliers de fer ; à la sortie de l'escalier sur l'étage supérieur, on accède par deux portes latérales à la plate-forme de service ménagée devant la façade du tableau. La plate-forme est située à 2,1 m au-dessus du plancher de la salle des machines.

De la centrale à haute tension partent vers la ville, deux groupes de trois conducteurs à haute tension. Un de ces groupes sert pour l'éclairage et l'autre pour la force motrice.

Les deux lignes sortent de la station centrale par deux boîtes de mur en fonte, fournies par des plaques de verre pour empêcher la pluie et la neige de pénétrer dans la chambre des appareils de distribution. Au delà de ces plaques de verre, les fils de 8 mm se trouvent à l'air libre. Les deux lignes à haute tension sont portées par des poteaux de bois.

Le courant pour l'alimentation du réseau secondaire aérien d'éclairage des faubourgs est transformé de 7200 à 156 volts. Les transformateurs ont une puissance de 400 kilowatts. Ils sont branchés sur un circuit fermé. Le centre de la ville est alimenté par 5 sous-stations transformatrices d'une puissance totale de 260 kilowatts, alimentées elles-mêmes par une station de transformateurs principale de 270 kilowatts recevant directement le courant de la centrale. Cette station réduit la tension de 7200 à 3 400 volts. Les sous-stations la réduisent de 3400 à la tension d'utilisation pour l'éclairage.

L'autre groupe de conducteurs aboutit à la centrale secondaire construite, comme nous l'avons dit, par la société *Électricité et Hydraulique*, de Charleroi. Cette centrale secondaire est située au boulevard Marie-Louise qui relie, comme prolongement de l'avenue Vitoschka, la ville à la station du chemin de fer. L'usine consiste en un bâtiment principal tenant à rue, avec habitation pour le directeur, remise pour voitures, atelier, magasin, hall des machines et salle des chaudières. Le bâtiment principal occupe une surface de 270 m² et consiste en caves, rez-de-chaussée pour bureaux et salle d'attente du personnel, premier étage, demeure du directeur et du comptable, grenier.

Le hall des machines et celui des chaudières avec cheminée et remise à charbon, sont situés à gauche et occupent respectivement 232 m² (hall des chaudières) et 416 m² (hall des machines).

La cheminée, de 40 m de hauteur, a un diamètre supérieur de 1,50 m. La soute au charbon peut contenir 150 tonnes.

La remise des voitures est construite pour 40 voitures et comprend, en outre, sur toute sa largeur, une fosse de visite de 10 m de lon-

gueur. A cette remise sont joints un atelier de peinture, une forge, une menuiserie, un atelier de réparation avec fosse, et le magasin.

Le transport et le garage des voitures se font au moyen d'un transbordeur actionné par un moteur à courant continu commandé par un controller. Le transbordeur peut aussi être mû à la main. Le tablier permet le transport simultané de 2 voitures. L'amenée de courant se fait par un trôlet adapté latéralement. Il occupe toute la largeur de la remise et dessert aussi le chantier dans l'atelier.

Le courant à 7 000 volts alimente deux moteurs synchrones d'une puissance de 400 chevaux tournant à 265 tours par minute. Chacun de ces moteurs est, grâce à un accouplement élastique Zodel-Voit, accouplé à une dynamo à courant continu de 270 kilowatts sous 550 volts. Ce sont ces deux dynamos qui, aidées par une batterie d'accumulateurs de 600 ampères-heure, alimentent le réseau. La même batterie d'accumulateurs sert pour la mise en train qui, au commencement, était faite par un petit moteur asynchrone de 30 à 40 kilowatts connecté à la transmission à 7000 volts par l'intermédiaire de 2 transformateurs. Par l'intermédiaire d'un joint élastique, chaque moteur et dynamo est accouplé à une machine à vapeur Sclessin développant 400 chevaux sous 265 tours. Lorsqu'on reçoit du courant à haute tension de la centrale de l'Isker, la machine à vapeur reste inemployée. Dans le cas contraire, la machine à courant continu est actionnée par la machine à vapeur, tandis que la machine à courant alternatif fonctionne soit à vide, soit pour livrer du courant alternatif au réseau d'éclairage, usage pour lequel la machine à courant continu peut être employée.

Le hall aux chaudières contient deux chaudières tubulaires Babcock et Wilcox ayant chacune une surface de chauffe de 292 m² à 10 atmosphères de tension. L'eau d'alimentation est prise à un puits dont le niveau d'eau est à 22 m de profondeur, grâce à une pompe qui élève l'eau dans un réservoir de 150 m³. Les chaudières sont alimentées par 2 injecteurs ou par la pompe. Les 2 chaudières fonctionnent sur une conduite de vapeur principale qui a deux embranchements vers les machines.

La salle des machines renferme :

1° deux machines verticales Sclessin développant à 265 tours par minute 400 ampères ;

2° Deux moteurs asynchrones de même puissance avec 265 tours par minute et 7 000 volts ;

3° Deux générateurs à courant continu de 270 kilowatts pour 550 volts.

Les moteurs générateurs se composent de deux machines normales de ladite firme de Charleroi.

Le moteur synchrone possède 24 pôles en acier coulé. Le stator a un diamètre de 1 780 mm, une largeur de 340 mm. L'enroulement à haute tension se trouve dans des tubes en micanite dans des rainures demi-fermées.

La machine à courant continu est à 8 pôles et établie comme machine compound pour une tension de 500-600 volts. En vue de l'installation possible d'une batterie d'accumulateurs, elle fut construite de manière à pouvoir fournir comme dynamo-shunt sa tension complète. L'excitation se fait à 500 volts.

Des variations de tension par suite de courants déwattés ne se sont pas présentées et comme les moteurs synchrones sont mis en train par des génératrices spéciales qui ne travaillent pas sur le réseau d'éclairage, les différences de tension par le changement subit de la charge ne sont pas à considérer. En outre, celles-ci sont évitées par la batterie d'accumulateurs.

Pendant le fonctionnement, il a été constaté que, malgré les multiples courts-circuits sur les lignes du tram, la marche des moteurs synchrones n'a pas été dérangée.

Le groupe de mise en train se compose d'un moteur asynchrone de 50 ampères et d'une machine à courant continu. Le moteur est construit pour une surcharge triple et est raccordé à la haute tension au moyen de deux transformateurs de 26 kilowatts, calculés de façon qu'un transformateur puisse, au besoin, assurer la mise en marche.

Toutes les machines sont portées par des isolateurs de porcelaine. Une mise à la terre spéciale s'emploie en cas d'orage.

Le tableau de distribution a 9 panneaux dont 2 de réserve pour le 3e groupe à monter plus tard. Il est incombustible. Un interrupteur principal peut séparer toute la station de la ligne à haute tension. Cet interrupteur principal est placé à une certaine distance du tableau de distribution.

Avant d'aborder la description du réseau, nous donnerons quelques renseignements sur les prescriptions pour le personnel et sur le réglement d'exploitation.

Il est prescrit au personnel de ne pas dépasser des vitesses de 8 km dans les rues étroites et populeuses de l'intérieur de la ville et 12 km dans les autres quartiers intérieurs, 18 km dans les faubourgs et 22 km sur la ligne de Kniajewo. Dans les croisements et aiguillages, la vitesse ne peut dépasser 5 km. L'arrêt s'obtient par un frein à raccagnac, le renversement de marche (pour les arrêts brusques) ou le freinage en court-circuit.

Le personnel comprend un directeur, un comptable, un chef de dépôt, un machiniste.

Les voitures ne s'arrêtent qu'à des haltes fixes. Le tarif est fixé à 10 et 15 centimes pour les parcours en ville. Pour Kniajewo, il y a un tarif spécial avec coupons de retour. Sur certaines lignes les départs ont lieu toutes les 7 1/2 m, sur d'autres toutes les 10 m. Comme quelques lignes sont parallèles, on peut, en ville, avoir une correspondance toutes les 3 1/2 m.

Les voitures motrices à deux classes ont à l'intérieur 16 places assises et 10 places debout sur chacune des deux plate-formes. Elles sont munies de deux moteurs de 30 ampères chacun avec controller permettant toute une série de combinaisons. Le petit cylindre donne marche en avant ou arrière avec le premier ou le second moteur ou avec les deux moteurs à la fois. Le grand cylindre donne : 1° un ou deux moteurs en série avec 3 résistances ; 2° un ou 2 moteurs en série avec 2 résistances ; 3° idem avec une résistance ; 4° idem sans résistance ; 5° les deux moteurs en parallèle avec une résistance ou sans résistance. Les résistances sont simples et solides. Elles consistent en une bande d'acier pliée en forme de V et enroulée. Les couches sont séparées par de l'amiante. Le poids est de cette façon réduit au minimum. Les controllers ont deux manivelles connectées mécaniquement par un enclanchement. Il est donc impossible de faire une fausse manœuvre.

Chaque voiture est munie de deux interrupteurs dont l'un est automatique. L'éclairage est assuré par 5 lampes à incandescence, soit une sur chaque plate-forme ; les autres à l'intérieur.

Le réseau installé se compose de six lignes dont les deux principales sont celles « Station-Vélodrome » et « Place du Marano-Pont-Pondaneni ». Elles traversent la ville en deux directions diagonales en se croisant à la Place des Bains. Les cinq premières lignes sont urbaines, la sixième interurbaine. Celle-ci commence au boulevard Doudoukoff et se dirige vers le village de Kniogewo situé à 8 km de la ville. Ce village est admirablement situé dans un des plus beaux sites de la montagne. Les bains et la beauté du paysage y attirent de nombreux excursionnistes. Sans aucune communication avec la ville, les habitants de l'endroit attendaient avec impatience l'ouverture de la ligne du tram. Aussi la recette de cette ligne a-t-elle été, depuis le premier jour, très forte et a-t-il fallu bientôt établir deux voies supplémentaires pour pouvoir espacer les départs d'un quart d'heure au lieu d'une demi-heure.

Les rails employés sont des rails à ornière de 35 kgr le mètre courant. La longueur des voies posées est de 23 km.

Dans la ville, le fil de trôlet est soutenu au moyen de rosaces fixées aux maisons ou de poteaux métalliques avec potence. Ces poteaux sont utilisés en même temps pour l'éclairage par lampes à arc et lampes à incandescence.

E. G.

SOCIÉTÉS SAVANTES ET TECHNIQUES

AMERICAN INSTITUTE OF ELECTRICAL ENGINEERS

Transformations de l'énergie dans les commutatrices, par **W.-L. Franklin**. *Transactions of Am. Inst. of El. Eng.*, t. XX, p. 875-896.

Dans l'étude des actions internes des commutatrices, la décomposition de ces actions en composantes prises dans l'étude du moteur synchrone et de la génératrice à courant continu présente quelque chose de factice, par suite de l'existence de certains éléments de fonctionnement qui n'appartiennent ni à l'un ni à l'autre

de ces appareils. L'auteur croit donc nécessaire de considérer ce fonctionnement au point de vue des actions physiques réelles, sans recourir à l'analyse mathématique qui introduit ces composantes plus ou moins factices, mais qui, l'auteur le reconnaît, n'en est pas moins apte à représenter convenablement les actions extérieures.

Pour préciser sa pensée, l'auteur compare la commutatrice à un auto-transformateur.

Dans la figure 1, b représente un des balais du côté continu d'une commutatrice à deux bagues, et est pris comme origine des potentiels, a désigne l'autre balai.

r est la position de la spire alternative à un instant donné, dont le potentiel est compris entre ceux de a et b.

i désigne la valeur instantanée du courant dans r.

Une portion A de ce courant i circule de r vers a, et absorbe de l'énergie par le fait des forces électromotrices induites dans les spires comprises entre r et a.

L'autre partie B du courant circule de r vers b, et dépense de l'énergie parce que son action est opposée à celle des forces électromotrices induites dans les spires entre r et b.

L'énergie absorbée par le courant A, forcé de r en a, est en général, égale à l'énergie dépensée par le courant B circulant de r en b.

Dans la figure 2, b représente un des conducteurs d'une ligne alimentée par un autotransformateur et est pris comme origine des potentiels, a représente l'autre conducteur.

r, r' désigne la ligne primaire ; le potentiel de r est, à un instant donné, compris entre ceux de a et b.

Le courant entrant en r se divise en deux parties A et B.

Le courant A circule, par exemple, de r en a, en absorbant de l'énergie grâce à l'action des forces électromotrices induites entre r et a.

L'autre partie B, circule de r en b, développe de l'énergie par suite de son action opposée aux forces électromotrices induites entre r et b.

L'énergie absorbée par le courant A, forcé de r en a, est, en général, égale à l'énergie dépensée par le courant B circulant de r en b.

Dans l'un et l'autre de ces appareils, une portion définie de l'énergie les traverse par le seul effet de la continuité des connexions conductrices. Dans l'auto-transformateur, comme dans la commutatrice, une portion définie d'énergie

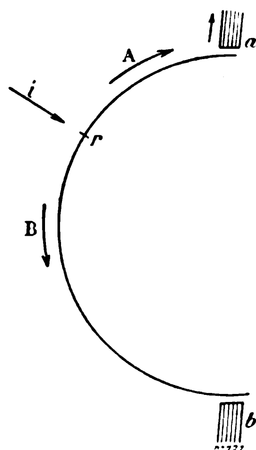


Fig. 1.

passe du primaire ou secondaire, par induction de l'enroulement B sur l'enroulement A.

L'auteur se propose de déterminer quelles sont les fractions de l'énergie totale traversant une commutatrice par simple conductibilité, d'une part, et par transformation inductive, d'autre part.

Commutatrice à grand nombre de bagues. — La figure 3 représente un côté d'une commutatrice bipolaire à grand nombre de bagues; E est la force électromotrice entre les balais continus a, b, I le courant continu entrant en a et sortant en b, i est le courant dans l'enroulement induit

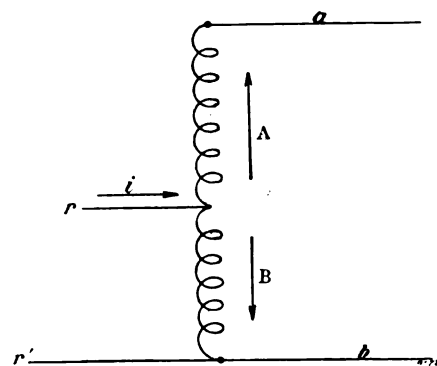


Fig. 2.

en un point dont la distance angulaire au balai a est β, di est la valeur du courant alternatif issu de toutes les bagues collectrices, connectées aux barres du collecteur, pour une variation angulaire $d\beta$, au temps correspondant à la position β. Les flèches représentent les directions positives des courants et des forces électromotrices.

Dans toute cette discussion, l'auteur supposera que la commutatrice reçoit des courants

alternatifs sous un facteur de puissance = 1, que les courants et les forces électromotrices sont harmoniques simples, et que les pertes d'énergie dans la commutatrice sont négligeables.

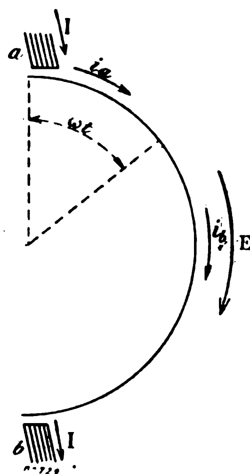


Fig. 3.

Il est d'abord nécessaire de déterminer la distribution du courant dans l'induit pour une puissance donnée du côté continu.

D'après ce qui précède on peut écrire

$$di = -A\cos\beta\, d\beta$$
$$i = -A\sin\beta + K.$$

Les constantes A et K sont déterminées par les deux conditions suivantes :

1° Les actions génératrices et réceptrices s'équilibrent à chaque instant

2° La puissance fournie du côté alternatif est égale à la puissance disponible du côté continu.

Soit de la force électromotrice induite dans l'élément angulaire $d\beta$; on a

$$de = -\frac{1}{2} E\sin\beta .\, d\beta.$$

L'énergie fournie ou disponible dans cet intervalle est

$$dG = i.\, de$$
$$dG = -\frac{EA}{2}\sin^2\beta .\, d\beta + \frac{EK}{2}\sin\beta .\, d\beta. \quad (1)$$

La première des conditions précitées exige que l'intégrale de cette expression prise entre $\beta = 0$ et $\beta = \pi$ soit nulle, donc

$$\int_0^\pi -A\sin^2\beta\, d\beta + K\sin\beta .\, d\beta = 0$$

d'où

$$\frac{\pi A}{2} - 2K = 0.$$

L'énergie fournie dans la moitié de l'induit du côté alternatif est

$$\frac{1}{2} E \int_0^\pi (1 - \cos\beta) di$$

et l'énergie disponible dans cette même moitié, du côté continu est

$$\frac{1}{2} EI,$$

d'où

$$I - \int_0^\pi A\cos^2\beta .\, d\beta - A\cos\beta .\, d\beta = 0$$

qui donne

$$\frac{I - \pi A}{2} = 0$$

et par conséquent

$$A = \frac{2I}{\pi}$$
$$K = \frac{I}{2}$$

et

$$i = \frac{I}{2} - \frac{2I}{\pi} .\sin\beta. \quad (2)$$

Or, d'après les hypothèses admises, l'énergie transformée inductivement est égale à l'action génératrice ou motrice totale. Donc cette énergie inductive P est donnée par l'intégrale de dG (1) prise sur les portions de l'induit où elle est positive 1 par exemple. Or dG est positive, quand i est positif, puisque de l'est toujours, et d'après (2), i est négatif de $\beta = 0$ à $\beta = 51°,75$, positif de $51°,75$ à $128°,25$ et négatif de $128°,25$ à $180°$. Pour l'induit entier, on aura donc

$$P = EI \int_{\beta = 51°,75}^{\beta = 128°,25} -\frac{2}{\pi}\sin^2\beta .\, d\beta + \frac{1}{2}\sin\beta .\, d\beta$$

et

$$P = 0{,}1153\, EI.$$

Donc, dans une commutatrice à grand nombre de bagues, 11,5 p. 100 de l'énergie sont transformés inductivement, et 88,5 p. 100 la traversent par conduction.

Ces actions sont beaucoup plus complexes dans les commutatrices à deux, trois ou quatre bagues. La grande distance angulaire des points d'arrivée du courant alternatif introduit des pulsations dans les courants et l'énergie des divers enroulements dans leur passage à un point donné, de sorte que dans l'étude des actions internes, il est nécessaire d'exprimer chaque grandeur en fonction du temps qui s'introduit ainsi dans les intégrations.

Commutatrice à deux bagues. — Dans la figure 4, r est une prise de courant alternatif, i_a, i_b sont les valeurs du courant dans l'induit à l'instant t. Les expressions se déduisent comme précédemment des relations de l'énergie ; on trouve

$$i_a = \frac{1}{2} + I \cos \omega t$$

$$i_b = \frac{1}{2} - I \cos \omega t$$

d'autre part, les forces électromotrices entre a et r et b et r, sont respectivement

$$\frac{1}{2} E (1 - \cos \omega t$$

$$\frac{1}{2} E (1 + \cos \omega t$$

Soit A l'action génératrice ou motrice, en watts entre a et r; B, cette action entre r et b, on a

$$A = \frac{1}{2} EI \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \omega t - \cos^2 \omega t \right) \qquad (3)$$

$$B = \frac{1}{2} EI \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \omega t - \cos^2 \omega t \right) \qquad (4)$$

Dans une commutatrice à deux bagues, l'action génératrice totale n'est pas équilibrée à chaque instant par l'action motrice totale ; dans l'énergie transformée par induction, il faut distinguer : 1° l'énergie P transformée par action génératrice et motrice, simultanée et équilibrée ; 2° l'énergie Q, convertie d'abord en énergie cinétique, donnant lieu à une accélération de l'induit, puis transformée en énergie électrique au ralentissement.

1° L'énergie $\frac{P}{2}$ correspondant à la moitié de l'induit est égale : 1° A l'intégrale de A dans le temps que A est positif, B négatif et A plus petit que B en valeur absolue ; plus 2° l'intégrale de B dans l'intervalle où B est positif, A négatif, et B plus petit que A en valeur absolue ; moins 3° l'intégrale de A pendant que A est négatif, B positif et A plus grand que B en valeur absolue ; moins 4° l'intégrale de B, dans l'intervalle où B est négatif, A est positif et B numériquement inférieur à A ; ces intégrales étant étendues à une demi-période et le résultat divisé par la durée de cette demi-période. Les intervalles à prendre pour l'intégration se déduisent aisément des expressions (3) et (4) et on trouve, en posant

$$x = \omega t$$

$$P = \frac{2}{\pi} \int_0^{45°} A dx + \frac{2}{\pi} \int_{135°}^{180°} B dx - \frac{2}{\pi} \int_{120°}^{135°} A dx - \frac{2}{\pi} \int_{45°}^{60°} B dx$$

et

$$\frac{P}{EI} = 0{,}09517.$$

L'intégrale 1/2 Q s'obtient en intégrant A + B dans l'intervalle où cette somme est positive, soit de 45° à 135°, et en divisant par la durée de la demi-période. On trouve

$$\frac{Q}{EI} = \frac{1}{\pi} \int_{45}^{135°} (1 - 2 \cos^2 x) dx = 0{,}3183.$$

Ainsi l'énergie traversant la commutatrice par simple conduction constitue les 58,65 p. 100 de l'énergie totale fournie.

Commutatrice à trois bagues. — Dans la figure 5 on considère encore la moitié d'un induit de commutatrice bipolaire à trois bagues r', r'' sont deux prises du courant alternatif, i_a, i_b, i_c, les valeurs des courants à l'instant t; leurs expressions algébriques sont

$$i_a = \frac{I}{2} - \frac{4I}{3\sqrt{3}} \cos(\omega t - 150°)$$

$$i_b = \frac{I}{2} - \frac{4I}{3\sqrt{3}} \cos(\omega t - 30°)$$

$$i_c = \frac{I}{2} - \frac{4I}{3\sqrt{3}} \cos(\omega t - 90°)$$

Il suffit de considérer ce qui se passe dans les

portions ar', $r'r''$, $r''b$, pendant un tiers de périodes, c'est-à-dire entre $\omega t = 0°$ et $\omega t = 120°$ L'intégrale de toutes les actions génératrices, dans ces parties, pendant un tiers de période,

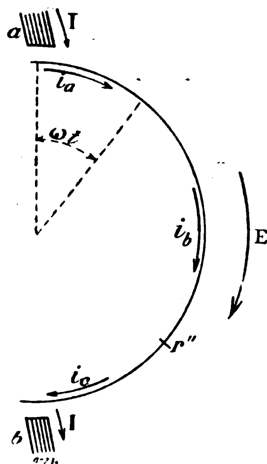


Fig. 4.

divisée par la durée de ce dernier, donne la moitié de l'énergie P transformée inductivement.

Les forces électromotrices correspondantes sont entre

a et r', pour ωt compris entre 0° et 120° $= \frac{2}{E}(1 - \cos \omega t)$

r' et r'' » » 0° et 60° $= \frac{\sqrt{3}E}{2} \cos(\omega t - 30°)$

r' et b » » 60° et 120° $= \frac{E}{2}[1 - \cos(\omega t - 60°)]$.

On calcule les expressions des actions génératrices A, B', B'' et C dans les portions d'induit ar', $r'r''$, $r'b$ et $r''b$ à l'instant t; on intègre dans les intervalles correspondant à une action génératrice positive et on trouve

$$P = \frac{3}{\pi}\int_0^{100°,5} A dx + \frac{3}{\pi}\int_0^{120°} B'' dx + \frac{3}{\pi}\int_0^{60°} C dx$$

et

$$P = 0{,}2358 \text{ EI}.$$

Donc 76,4 p. 100 de l'énergie traverse la commutatrice par simple conductibilité des connexions.

Commutatrice à quatre bagues. — Par un calcul analogue, on trouve

$$P = 0{,}1285 \text{ EI}$$

et 87,1 p. 100 de l'énergie totale traversent la commutatrice par conduction.

Réaction d'induit dans la commutatrice à nombre infini de bagues et son influence sur la déformation de la courbe de force électromotrice.

L'auteur considère la distribution du champ dans l'entrefer, à vide d'une part, et pour un débit I d'autre part. Soit f la différence de ces deux champs à une distance angulaire β du balai a (fig. 3). Soit df sa variation dans l'intervalle $d\beta$; l la largeur de l'entrefer en centimètres, n le nombre de conducteurs par centimètre de circonférence d'induit, i le courant pour l'élément $d\beta$. On a les relations suivantes :

$$l df = \frac{4\pi}{10} . ni . d\beta$$

$$df = \frac{4\pi ni}{10 l} . d\beta.$$

En substituant la valeur de i tirée de (2), il vient

$$df = \frac{2\pi n I}{10 l} d\beta - \frac{8 n I}{10 l} \sin \beta d\beta$$

et en intégrant

$$f = \frac{2\pi n I \beta}{10 l} + \frac{8 n I \cos \beta}{10 l} + C$$

où C est une constante à déterminer. Par symétrie de l'enroulement et de la distribution du courant dans les deux moitiés de l'induit, la valeur de f pour $\beta = 0$ doit être égale et de signe contraire à celle de f pour $\beta = 0$.

On en tire

$$C = \frac{\pi^2 n I}{10 l}$$

d'où

$$f = \frac{n I}{10 l}(2\pi\beta + 8 \cos \beta - \pi^2).$$

Cette égalité n'est applicable qu'à un côté de l'induit, pour obtenir l'expression de f pour l'autre côté, il est nécessaire de mesurer β à partir du balai b.

Si la courbe de force électromotrice de la commutatrice est déterminée en employant un

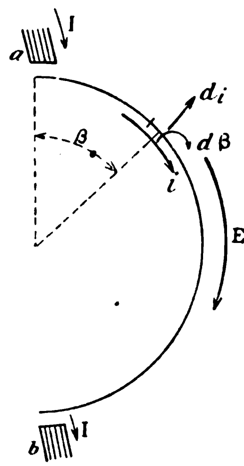


Fig. 5.

enroulement auxiliaire de T tours, la quantité dont l'ordonnée de la courbe de force électromotrice en pleine charge, dépasse celle de la courbe à vide, au point β, est, en volts.

$$e' = \frac{2\text{LT}vn\text{I}}{l}(2\pi\beta + 8\cos\beta - \pi^2) . 10^{-9}$$

où L désigne la longueur de l'induit en centimètres, v la vitesse périphérique en centimètres par seconde.

Si l'on veut enlever une couche d'épaisseur x de la face polaire, pour obtenir la compensation de la chute due à la réaction d'induit en pleine charge, x est une fonction de β donnée par l'expression.

$$x = \frac{f}{\text{B}} . l$$

où β est l'induction dans l'entrefer à vide; donc

$$x = \frac{n\text{I}}{10\text{B}}(2\pi\beta + 8\cos\beta - \pi^2).$$

P.-L. C.

Le Gérant : Ch. COINTE.

Tome XL — Samedi 30 Juillet 1904. — 11e Année. — N° 31

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

ÉTUDE DE LA PROPAGATION DU COURANT EN PÉRIODE VARIABLE

SUR UNE LIGNE MUNIE DE RÉCEPTEUR (*suite*)

Intégration de l'équation. — Nous considérerons d'abord une ligne indéfinie, pas de fuite, et pas de force électromotrice, sauf à l'origine ($x = 0$) où régnera une force électromotrice variable $f(t)$.

Nous choisirons les unités de façon que :

$$\gamma = 1, \quad \rho\gamma = 2, \quad \gamma\lambda = 1$$

quitte à rétablir plus tard l'homogénéité.

On aura alors, tant pour $x > 0$ que pour $x < 0$:

$$\frac{d^2\Phi}{dt^2} + 2\frac{d\Phi}{dt} - \frac{d^2\Phi}{dx^2} = 0; \quad i = \frac{d\Phi}{dt}; \quad V = \frac{d\Phi}{dx} \qquad (16)$$

Pour $x = 0$, Φ sera continu, mais les valeurs de $\frac{d\Phi}{dx}$ pour $x = -\varepsilon$ et pour $x = +\varepsilon$ différeront de $f(t)$.

On voit que par symétrie, Φ et i ne changent pas et V se change en $-V$ quand on change x en $-x$. On a donc pour $x = +\varepsilon$, $V = \frac{1}{2}f(t)$ et pour $x = -\varepsilon$, $V = -\frac{1}{2}f(t)$.

Solution isochrone. — Soit d'abord $f(t) = e^{iqt}$, q étant réel ; Φ devra être proportionnel à e^{iqt} ; d'où :

$$\Phi = Ae^{i(qt + px)} + Be^{i(qt - px)}$$

**

où A et B sont des coefficients constants, et où p est donné par :

$$q^2 - 2iq - p^2 = 0$$

Nous supposerons que la partie réelle de qp est négative, alors le premier terme de Φ représente une onde marchant vers la droite, c'est-à-dire vers les x positifs et le second terme représente une onde marchant vers la gauche.

Comme l'origine de la perturbation est en $x = 0$, il ne doit y avoir pour $x > 0$ qu'une onde marchant vers la droite et pour $x < 0$ une onde marchant vers la gauche. On aura donc pour $x > 0$:

$$\Phi = Ae^{i(qt + px)}$$

et par symétrie pour $x < 0$:

$$\Phi = Ae^{i(qt - px)}$$

Il reste à déterminer A ; on a :

$$V = Aipe^{i(qt + px)}$$

ce qui doit se réduire à $\frac{1}{2} e^{iqt}$ pour $x = 0$.

On a donc :

$$A = \frac{1}{2ip}$$

Solution générale. — Supposons $f(t)$ quelconque ; cette fonction peut se développer par l'intégrale de Fourier sous la forme :

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Theta(q)\, e^{iqt}\, dq$$

avec :

$$\Theta(q) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau)\, e^{-iq\tau}\, d\tau$$

La fonction $f(t)$ est ainsi décomposée en ses composantes isochrones ; il suffit de considérer séparément chacune de ces composantes, par exemple la composante :

$$\Theta(q)\, e^{iqt}\, dq$$

elle donne pour $x > 0$

$$\Phi = \frac{\Theta(q)\, dq}{2ip}\, e^{i(qt + px)}$$

On aura donc pour la solution générale :

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} \Theta(q)\, \frac{1}{2ip}\, e^{i(qt + px)}\, dq$$

ou en remplaçant $\Theta(q)$ par sa valeur :

$$\Theta = \int \int f(\tau)\, \frac{1}{4i\pi p}\, e^{i(qt - q\tau + px)}\, dq\, d\tau$$

ou en renversant l'ordre des intégrations :

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau)\, d\tau \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dq}{4i\pi p} e^{i[q(t-\tau)+px]}\right]$$

Ebranlement élémentaire. — Je suppose que $f(t)$ soit nul sauf quand t est compris entre o et ε, et cela de telle façon que dans cet intervalle $f(t)$ soit très grand et que :

$$\int_0^{\varepsilon} f(t)\, dt = 1$$

C'est ce que nous pouvons appeler un ébranlement élémentaire se produisant à l'instant zéro. Notre formule devient alors :

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dq}{4i\pi\sqrt{q^2 - 2iq}} e^{i(qt + px)}$$

C'est cette intégrale représentant l'effet d'un ébranlement élémentaire, qu'il s'agit maintenant d'étudier. La fonction sous le signe $\int$ admet deux points singuliers :

$$q = 0 \quad , \quad q = 2i$$

Nous voulons que la partie réelle de $\frac{q}{p}$ reste négative, au moins pour q réel ; pour cela nous évitons de franchir la droite qui joint les deux points singuliers et qui jouera le rôle de coupure. Sur la figure, A et B représentent les deux points singuliers, AB est la coupure ; nous devons prendre notre intégrale depuis $-\infty$ jusqu'à $+\infty$, c'est-à-dire le long du chemin CMD ; le point C est $-\infty$, le point D est $+\infty$; nous allons de C en D en suivant l'axe des quantités réelles ; seulement nous décrivons autour du point A un petit arc de cercle M de façon à éviter le point singulier A et à ne pas franchir la coupure. On peut aussi joindre C à D par deux autres chemins, à savoir les deux demi-circonférences de rayon très grand CND et CPD.

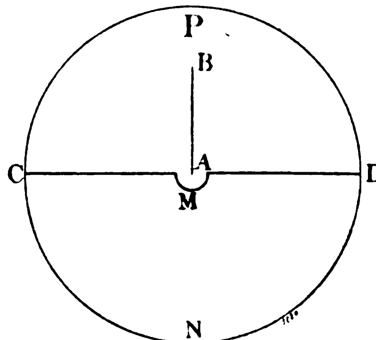


Fig. 1.

Si q est très grand, on a sensiblement $p = -q$; de sorte que l'exponentielle $e^{i(qt+px)}$ se réduit à :

$$e^{iq(t-x)}$$

d'où cette conséquence ; si $t < x$, cette exponentielle sera sensiblement nulle le long de la demi-circonférence CND ; si $t > x$, elle sera sensiblement nulle le long de la demi-circonférence CPD.

Donc si $t < x$; nous pourrons dire (*l'intégrale le long de* CND *étant nulle*) que Φ est égal à l'intégrale prise le long du contour CMDNC, c'est-à-dire à zéro ; puisque nous n'avons aucun point singulier à l'intérieur du contour.

Cela veut dire que Φ est nul en tous les points qui n'auraient pu être atteints par une perturbation partie de l'origine à l'instant de l'ébranlement et marchant avec une vitesse 1, c'est-à-dire avec nos unités, avec la vitesse de la lumière.

Si au contraire $t > x$, nous voyons que (*l'intégrale le long de* CPD *étant nulle*) Φ est égal à l'intégrale prise le long du contour CMDPC, ou ce qui revient au même le long d'un

contour quelconque enveloppant les deux points singuliers, par exemple le long d'un cercle de rayon très grand.

Calculons cette intégrale et pour cela posons :

$$(q - i)\, t + px = \rho \sqrt{x^2 - t^2}$$
$$pt + (q - i)\, x = \mu \sqrt{x^2 - t^2}$$

d'où

$$\rho^2 - \mu^2 = p^2 - (q - i)^2 = 1$$

et

$$\frac{dq}{p} = \frac{dp}{q - i} = \frac{d\rho}{\mu}$$

de sorte que notre intégrale devient :

$$\Phi = \int \frac{d\rho}{4i\pi\mu}\, e^{-t + i\rho\sqrt{x^2 - t^2}} = e^{-t} \int \frac{d\rho}{4\pi} \frac{e^{i\rho\sqrt{x^2 - t^2}}}{\sqrt{1 - \rho^2}}$$

Lorsque q décrit un cercle de rayon très grand, il en est de même de ρ, notre intégrale doit donc être prise le long d'un cercle de rayon très grand, mais comme la fonction sous le signe $\int$ n'a que deux points singuliers $\rho = \pm 1$, il reviendra au même d'intégrer le long d'un contour quelconque enveloppant ces deux points singuliers; par exemple, on peut aller de -1 à $+1$ et revenir de $+1$ à -1, en contournant les points singuliers par des cercles infiniment petits comme sur la figure :

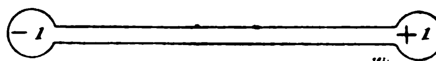


Fig. 2.

Il vient alors :

$$\Phi = e^{-t} \int_{-1}^{+1} \frac{d\rho}{2\pi} \frac{e^{i\rho\sqrt{x^2 - t^2}}}{\sqrt{1 - \rho^2}}$$

Nous reconnaissons la fonction J_0 ; on a donc :

$$\Phi = \frac{e^{-t}}{2} J_0 \left(\sqrt{x^2 - t^2}\right)$$

Comme nous supposons que $t > x$, l'argument de J_0 est purement imaginaire, cette fonction est donc positive et croît constamment avec le module de son argument.

Supposons x fini et t très grand, on aura sensiblement :

$$\Phi = \frac{e^{-t}}{2} \frac{e^{\sqrt{t^2 - x^2}}}{\sqrt{2\pi}\, \sqrt[4]{t^2 - x^2}}$$

ou avec la même approximation :

$$\Phi = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\sqrt{t}}$$

Voilà avec quelle lenteur décroît Φ ; heureusement ce sont ses dérivées qui nous intéressent et elles décroissent plus rapidement.

Si t et x croissaient en même temps et de telle façon que :

$$\lim \frac{t}{x} = \alpha > 1$$

$\sqrt{t^2 - x^2}$ serait sensiblement égal à $x\sqrt{\alpha^2 - 1}$ d'où :

$$\Phi = \frac{e^{t(-\alpha + \sqrt{\alpha^2 - 1})}}{2\sqrt{2\pi}\sqrt{t}\sqrt[4]{\alpha^2 - 1}}$$

Variations de Φ. — Nous pouvons poser :

$$F(x, t) = 0 \text{ pour } t < x$$
$$F(x, t) = \frac{e^{-t}}{2} J_0\left(\sqrt{x^2 - t^2}\right) \text{ pour } t > x$$

Qu'arrive-t-il quand on fait varier t, x restant constant. Si x est assez grand, et t plus grand que x, $\sqrt{t^2 - x^2} = \sqrt{(t - x)(t + x)}$ sera grand et nous pourrons poser :

$$J_0 = \frac{e^{\sqrt{t^2 - x^2}}}{\sqrt{2\pi}\sqrt[4]{t^2 - x^2}}$$

Soit $t^2 - x^2 = u^2$, nous aurons :

$$2\sqrt{2\pi}\, F = e^{-\sqrt{u^2 + x^2}} \frac{e^u}{\sqrt{u}}$$

Ecrivons que $\frac{dF}{du} = 0$, il viendra :

$$1 - \frac{1}{2u} + \frac{u}{\sqrt{u^2 + x^2}} = 0$$

Posons :

$$u = \frac{2x\xi}{1 - \xi^2}, \quad \sqrt{u^2 + x^2} = x\,\frac{1 + \xi^2}{1 - \xi^2}$$

l'équation deviendra :

$$1 - \frac{1 - \xi^2}{4x\xi} - \frac{2\xi}{1 + \xi^2} = 0$$

d'où :

$$4x = \frac{(1 + \xi)(1 + \xi^2)}{\xi(1 - \xi)}$$

Quand t varie de x à l'∞, ξ varie de 0 à 1 ; faisons donc varier ξ de 0 à 1 ; la valeur de x qui satisfait à l'équation précédente (*c'est-à-dire pour laquelle* $\frac{dF}{du}$ *s'annule*) sera positive ; infinie pour $\xi = 0$ elle décroîtra jusqu'à un certain minimum x_0, qui correspondra à la valeur de ξ donnée par l'équation réciproque :

$$\xi^4 - 2\xi^3 - 2\xi^2 - 2\xi + 1 = 0$$

et croît ensuite jusqu'à l'∞ qui est atteint pour $\xi = 1$.

Si donc x est $< x_0$, la fonction F n'a ni maximum ni minimum ; si $x > x_0$, elle a un

minimum et un maximum. Les variations de cette fonction sont alors représentées par les figures suivantes :

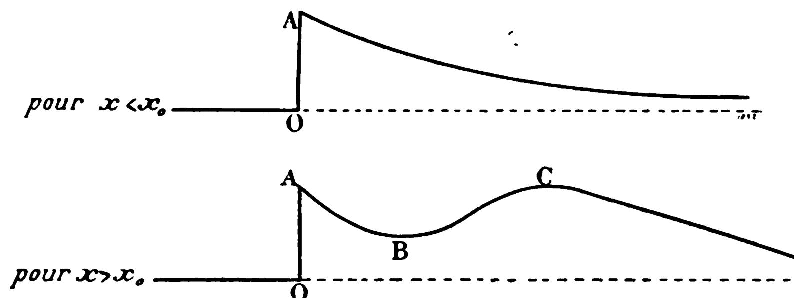


Fig. 3.

Mais la formule précédente n'est valable que pour u suffisamment grand ; lorsque x est très grand, le minimum de F, tel que le donnerait la formule précédente, aurait lieu pour une valeur de u voisine de 2. Dans ces conditions, la formule n'est plus applicable, de sorte qu'on peut se demander si le minimum existe encore. Or il vient :

$$J_0 = 1 + \frac{u^2}{4} + \dots\dots$$

$$e^{-\sqrt{u^2+x^2}} = e^{-x} \, e^{-\frac{u^2}{2x}} = e^{-x}\left(1 - \frac{u^2}{2x}\right) + \dots\dots$$

d'où

$$F = \frac{e^{-x}}{2}\left[1 + u^2\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{2x}\right) + \dots\dots\right.$$

ce qui montre que la fonction F est décroissante pour $u = 0$ (*comme sur les deux figures précédentes*) si $x < 2$, mais que pour $x > 2$, elle est croissante. On a donc la figure suivante pour $x > 2$

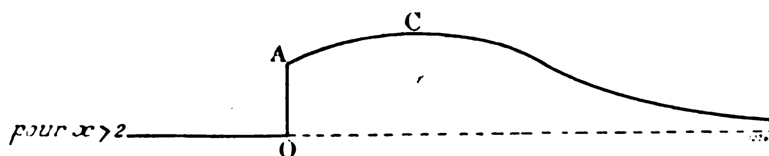


Fig. 4.

Si nous supposons x très grand, nous aurons sensiblement :
pour le maximum

$$x = \frac{1}{1 - \xi}, \; u = x^2, \; t = x^2, \; F = \frac{1}{x2\sqrt{2\pi}}$$

La valeur de F au point (A correspondant à $t = x$, $u = 0$) étant d'ailleurs $\frac{e^{-x}}{2}$.

La valeur de F au point C est donc de l'ordre de $\frac{1}{x}$ et par conséquent beaucoup plus grande que la valeur au point A qui est de l'ordre de e^{-x}. Il en résulte qu'à de très grandes distances, la propagation de l'électricité semble se rapprocher des lois de la propagation

de la chaleur ; le maximum au lieu d'être brusquement atteint, ne l'est plus que progressivement.

H. Poincaré.

(*A Suivre.*)

NOUVEAUX MODÈLES D'OSCILLOGRAPHES BLONDEL

DE LA MAISON J. CARPENTIER

L'exposition de la Société de Physique nous a donné la satisfaction de constater que les oscillographes Blondel, qui jusqu'ici apparaissaient plutôt comme des appareils de laboratoire, délicats et difficiles à manier, étaient entrés désormais dans la pratique industrielle. Le nouveau modèle que présentait M. Carpentier est robuste et d'une manipulation très simple; il permet de plus une grande variété d'applications et, à ce point de vue, nous pensons qu'il est intéressant de le signaler aux électriciens, savants ou ingénieurs, à qui il est appelé à rendre quelques services.

Après avoir rappelé brièvement le principe des oscillographes, nous examinerons les perfectionnements apportés à leur construction dans les dernières années, et les résultats qu'ils ont permis d'obtenir.

L'oscillographe n'est autre chose qu'un galvanomètre à période d'oscillation très courte, plongé dans l'huile, de façon à présenter un amortissement aussi voisin que possible de l'apériodicité critique. La déviation du miroir de ce galvanomètre est amplifiée optiquement et le mouvement qui en résulte pour le rayon lumineux réfléchi est composé avec un mouvement rectangulaire, proportionnel au temps. Ce dernier mouvement est obtenu par un miroir oscillant. La courbe résultante est observée sur un écran ou recueillie photographiquement.

Dans le cas de l'étude des courants périodiques, le miroir oscillant est mu par un dispositif synchrone, afin de faire superposer les images des différentes périodes et de les rendre observables grâce à la persistance des impressions lumineuses sur la rétine.

Les galvanomètres des nouveaux oscillographes sont de deux sortes : à fer doux ou bifilaires. Dans les premiers, une mince bande de fer doux portant un petit miroir, et polarisée par un champ magnétique intense, est plus ou moins écartée de sa position normale par l'action d'un champ perpendiculaire que produit le courant à étudier. Dans les seconds, le courant parcourt en sens inverse deux fines bandes très rapprochées et tendues dans un plan parallèle à la direction d'un champ magnétique intense. Ces bandes portent un miroir collé en leur milieu qui permet d'observer la torsion du système sous l'action du courant.

Ces deux systèmes de galvanomètres utilisent un champ magnétique constant; d'autre part, le dispositif optique destiné à traduire les déplacements du miroir sous forme de courbe en fonction du temps, est le même dans les deux cas. On voit donc que pour qu'un oscillographe pût être à volonté de l'un ou l'autre système, il suffisait de réaliser les deux galvanomètres sous forme d'équipages pouvant se remplacer entre les pièces polaires du même aimant permanent, disposé dans une boîte contenant un système optique. C'est cette idée qui a déterminé la nouvelle construction des oscillographes.

Nous ne décrirons pas le système optique qui n'a pas subi de modifications importantes, et pour lequel nous renverrons le lecteur au numéro de *L'Eclairage Electrique* (3 mai 1902);

nous indiquerons seulement les dispositions nouvelles adoptées pour les équipages des galvanomètres.

Entre les pièces polaires de l'aimant permanent, on peut introduire très facilement l'une ou l'autre monture comprenant deux équipages, indispensables afin de permettre d'observer ou d'enregistrer à la fois deux phénomènes, leur déphasage et leur amplitude relative.

La figure 1 indique la disposition d'un équipage d'oscillographe à fer doux. Les bandes

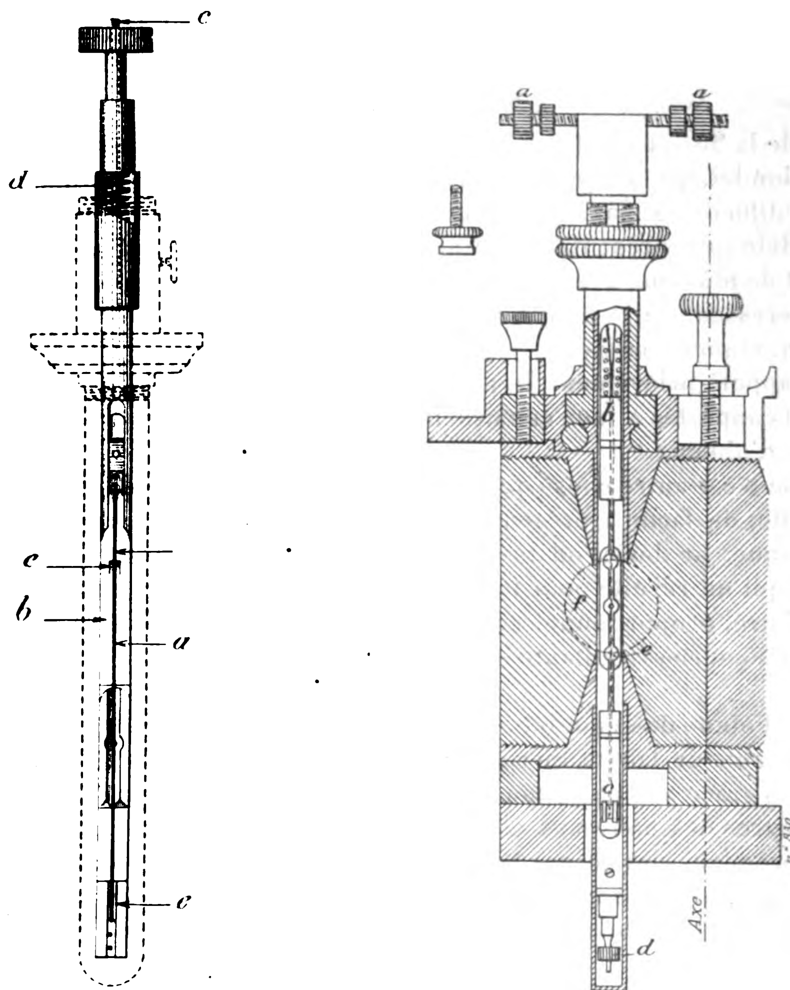


Fig. 1 et 2.

de fer doux *a* portent en leur milieu le petit miroir de 0,8 mm × 0,9 mm collé avec une dissolution de caoutchouc. Chacune d'elles se fixe très simplement sur un support *b* en maillechort (afin d'atténuer les courants de Foucault) par un lacet et une goupille à la partie inférieure. A la partie supérieure la bande est reliée de la même façon à une tige *c* formant piston dans le support, et sollicitée par un ressort *d* réglable, qui donne la tension. Deux petits chevalets *e* taillés dans le support limitent la longueur de bande utilisée. Les supports des bandes se vissent dans la garniture supérieure des tubes en verre qui renferment l'huile de vaseline. Les deux tubes s'introduisent dans les montures ; un contre écrou les fixe à la hauteur convenable. L'orientation des tubes se règle par une vis tangente, et en desserrant un

bouton on peut régler leur inclinaison. Les bobines amovibles et interchangeables sont parcourues par le courant à étudier; elles se mettent en place très simplement au moyen de tiges *j* et de boutons-écrous *k*. Ces bobines, enroulées en fils ou en lames permettent

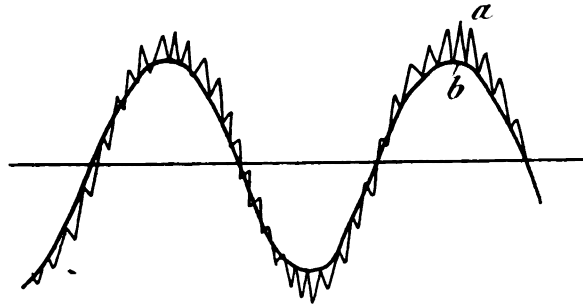


Fig. 1. — Essai d'alternateur.
a, Courbe de tension. — *b*, Harmonique principale.

d'étudier toutes les intensités comprises entre 0ᵃ1 et 20ᵃ, la tension de la bande étant réglée pour une fréquence d'environ 10 000 vibrations doubles par seconde.

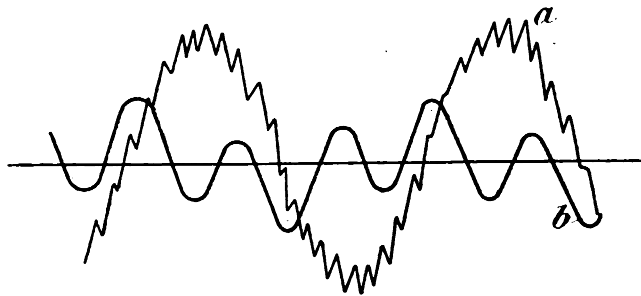


Fig. 2.
a, Courbe de tension. — *b*, Harmonique 3.

La figure 2 indique la disposition d'une monture d'oscillographe bifilaire. Les deux extrémités du ruban de bronze sont reliées à la partie supérieure aux deux cornes *a* qui

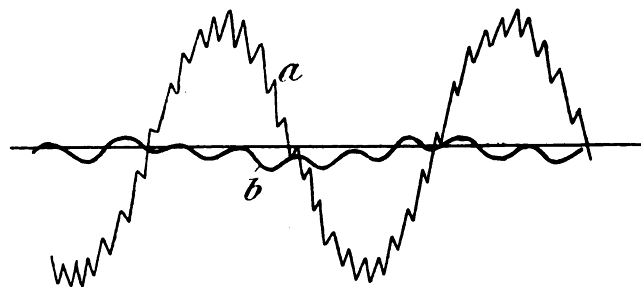


Fig. 3.
a, Courbe de tension. — *b*, Harmonique 5.

servent de bornes pour amener le courant. Elles sont fixées en *b* sur les prolongements de ces cornes par un lacet et une goupille, de façon qu'on puisse facilement remplacer le ruban. La boucle inférieure passe sur une poulie *c* sollicitée par un ressort *d* réglable qui donne la tension.

***

Chaque ruban passe sur deux chevalets en ivoire *e* qui limitent la longueur utile du bifilaire. Le miroir se colle sur les deux fils tendus, au milieu *f* des chevalets ; ce miroir est plus petit que celui des équipages à fer doux ; il mesure 0,4 mm × 0,6 mm. Il en résulte pour l'image une atténuation de l'éclat qui est parfois un inconvénient. Le support du bifilaire qui est en laiton s'introduit dans un tube de laiton présentant une fenêtre en face du petit miroir ; au même niveau se trouvent, encastrés dans le support, les prolongements des pièces polaires, taillés à l'angle théorique d'Ewing. Les boutons destinés à régler la hauteur, l'inclinaison et l'orientation des équipages sont disposés comme dans l'oscillographe à fer doux et se manœuvrent de la même façon.

Chacun de ces deux systèmes d'oscillographe correspond à des applications différentes. Le galvanomètre à fer doux est plus robuste. Il permet d'obtenir la même fréquence avec un miroir de plus grandes dimensions, donnant par conséquent de meilleures images. Ses bobines présentent une certaine résistance et le garantissent quelque peu contre les erreurs d'expérience pouvant amener des court-circuits. Par contre, il est moins sensible que le bifilaire, et présente une self-induction non négligeable ; ce dernier point ne permet pas de le shunter pour l'employer dans le cas des grosses intensités. Le bifilaire au contraire présente une self-induction négligeable et peut être utilisé sur shunt pour l'étude des courants importants ; de plus, lorsqu'on règle la tension des bandes de façon à obtenir la même fréquence que dans le cas du fer doux, la sensibilité est environ dix fois plus grande.

Par contre, le bifilaire donne des images d'une clarté moindre à cause des petites dimensions du miroir : de plus, il est peu garanti contre les court-circuits. Ce dernier inconvénient n'a pas l'importance que l'on pourrait croire, car le remplacement d'un fil de bifilaire peut se faire facilement, et comme l'appareil n'est pas étalonné, il n'en résulte aucun déréglage. Le bifilaire semble donc réservé aux recherches spéciales exigeant un appareil sensible, ou portant sur de grosses intensités, tandis que le fer doux convient très bien pour les observations courantes.

L'adjonction d'un électro-aimant qui se dispose près de l'appareil 3 a permis d'augmenter encore la sensibilité qui peut être atteinte par le bifilaire. Cet électro présente une glissière destinée à recevoir la monture des équipages. L'intervalle entre les 2 pôles de l'aimant permanent laisse le passage libre aux rayons lumineux. Il suffit d'une légère inclinaison de la lentille cylindrique du système optique pour rétablir la mise au point troublée par l'augmentation de longueur du trajet des rayons. L'électro donne un champ environ trois fois supérieur à celui de l'aimant permanent et augmente la sensibilité dans le même rapport. Pour prendre une photographie dans ces conditions, il suffit de recouvrir par un voile l'électro et la partie voisine de la boîte.

Il resterait à signaler, pour être complet, quelques perfectionnements de détail qui ont leur importance au point de vue du fonctionnement, de la manœuvre et de l'entretien. C'est ainsi que l'ensemble du synchronoscope a été rendu amovible, de telle sorte qu'il est facile de le prendre en mains pour l'examiner et le régler s'il y a lieu. L'obturateur, la lanterne, la boîte elle-même ont été entièrement remaniés en vue d'augmenter la solidité et de rendre plus commode la manipulation.

Grâce à cette mise au point de l'oscillographe comme appareil industriel, le champ de ses applications s'est étendu peu à peu. Permettant d'observer les courbes instantanées des courants alternatifs, il présente pour les réseaux un intérêt dont on n'a pas assez signalé l'importance. Car, à regarder les choses de près, rien n'est moins fixe que la courbe de tension d'une installation. Sans parler des variations dues aux irrégularités de vitesse des générateurs, lesquelles donnent lieu à des interférences d'harmoniques et à des fluctuations

de la courbe de tension en synchronisme avec les coups de piston, il est intéressant d'observer les réactions que produisent la mise en marche ou l'arrêt des divers récepteurs tournants. Ceux-ci amplifient ou réduisent certains harmoniques en rapport simple avec le nombre de dents des appareils bobinés ou le nombre de lames du collecteur, dans le cas des machines à collecteur; et il peut en résulter pour l'installation des perturbations sérieuses qu'il est bon de prévoir afin de les éviter.

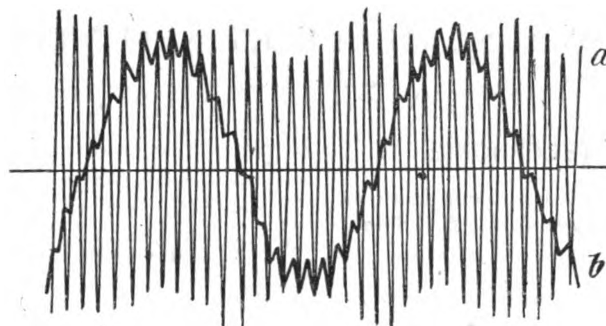


Fig. 4.
a, Courbe de tension. — *b*, Harmonique 19.

A un autre point de vue, rien n'est plus facile que d'étudier complètement la courbe d'un alternateur, et cette étude présente un intérêt considérable pour le constructeur ou l'ingénieur chargé de la réception. En ayant recours à la méthode de la résonance décrite par M. Armagnat dans le n° de *L'Eclairage* du 15 mars 1902, il est possible de mettre en

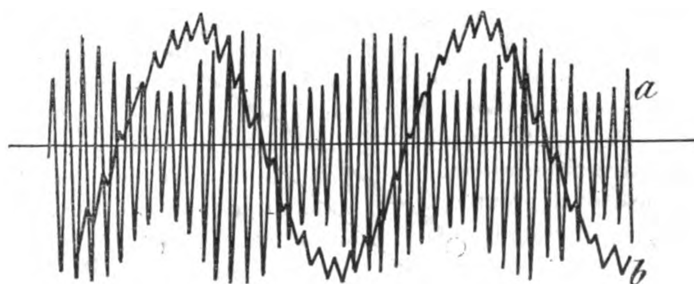


Fig. 5.
a, Courbe de tension. — *b*, Harmonique 21.

évidence chacun des harmoniques de la tension et de le déterminer en amplitude et en phase. Les 5 courbes ci-contre donnent un exemple de l'essai d'un alternateur et de l'établissement de l'équation complète de la courbe de tension. L'importance des harmoniques 19 et 21 s'explique par le fait du nombre d'encoches par pôle qui est de 20.

En dehors des courants alternatifs, l'oscillographe a pu être appliqué à l'étude des courants redressés, ou même des courants de dynamos à courant continu qui ne sont pas exempts d'harmoniques.

Enfin, cet appareil permet d'étudier aussi bien les phénomènes non périodiques, et dans ce sens, ses applications ne sont pas encore assez développées. Appliqué récemment à l'étude des bobines d'induction, il a permis de constater bien des phénomènes intéressants et jusqu'alors mal connus (1) relatifs au fonctionnement complexe de ces appareils. Il n'a

(1) Armagnat. *L'Eclairage*, n° 46, t. XXXVII.

pas encore été appliqué, mais pourrait l'être utilement, à l'étude des courants télégraphiques ou téléphoniques dont la loi d'établissement est encore si peu connue.

Il y a là un ensemble d'applications très intéressantes, qui méritaient, croyons-nous, d'être signalées aux électriciens.

A. Solier.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

TÉLÉGRAPHIE ET TÉLÉPHONIE

***Sur les bobines d'induction à résonance et leur emploi en télégraphie sans fil.* Seibt.**
Electrotechnische Zeitschrift, 7 avril.

La production rationnelle d'oscillations électriques de fréquence élevée est devenue une question très importante de la technique à cause de l'extension de la télégraphie sans fil. La méthode la plus employée jusqu'ici consiste à déclencher brusquement par des étincelles, des quantités d'électricité à haute tension aussi considérables que possible, et de provoquer ainsi les oscillations propres du système analogues à celles qu'on obtient lorsqu'on abandonne brusquement un pendule soulevé. Pour que le phénomène puisse se produire, il est nécessaire qu'il existe entre ces masses électriques une différence de potentiel capable de vaincre une distance explosive déterminée.

Dans le premier dispositif de Marconi — antenne simple suspendue avec coupure explosive et connexion à la terre — la charge ne présentait aucune difficulté par suite de la faible capacité du fil d'émission. Une bobine d'induction d'environ 20 cm d'étincelle et un interrupteur à marteau suffisaient amplement pour produire au transmetteur les différences de potentiel nécessaires. Mais depuis que l'on emploie des circuits oscillants de Thomson pour exciter l'antenne d'émission, le besoin s'est fait sentir de dispositifs capables de mettre en jeu de plus grandes quantités d'électricité.

Si l'on cherche à charger une capacité de l'ordre de grandeur fréquent en pratique d'environ 5 000 à 15 000 cm avec les moyens employés dans la technique des rayons Röntgen, bobines d'inductions et interrupteurs sur courant continu, ou bien transformateurs et courant alternatif, on se heurte à plusieurs difficultés. La tension agissante tombe très vite, la consommation de courant est extrêmement élevée, et l'étincelle a des tendances à devenir inactive par suite de la production d'un arc aux électrodes entre lesquelles elle jaillit. Hertz le premier, et, après lui, tous les expérimentateurs qui ont étudié les oscillations hertziennes, ont eu à lutter contre cette production d'arc.

Quelques recherches faites au laboratoire de Charlottenbourg nous ont conduit à une méthode permettant d'éviter ce défaut. Pour étudier les effets de la résonance, nous avons fait varier dans de grandes limites la capacité du circuit excitateur et nous avons observé que la puissance de la bobine d'induction variait, pour une capacité donnée, en fonction de la longueur et de la qualité de l'étincelle et atteignait un maximum. Le phénomène n'était pas extrêmement intense mais était suffisamment marqué pour nous engager à en pénétrer plus profondément les causes. Des recherches ultérieures nous ont conduit à une explication simple, et à quelques résultats utiles pour la construction et l'emploi de bobines d'induction. C'est ainsi que nous avons trouvé particulièrement avantageux de réaliser un accouplement lâche [1] entre les circuits primaire et secondaire et de faire résoner la rupture en lui imprimant des oscillations de période égale à celle de ses oscillations propres. L'accouplement lâche a déjà été employé au hasard par plusieurs expérimentateurs, mais est resté inefficace car la condition de résonance n'était pas remplie.

Les bobines à résonance ou transformateurs à résonance comme on peut les appeler brièvement, ont presque entièrement remplacé leurs devanciers ; nous croyons donc intéressant de

[1] Lose Kuppelung.

donner quelques détails spéciaux sur leur fonctionnement et leur construction.

§ 2. Supposons que la figure 1 représente schématiquement une bobine d'induction secondaire fermée sur une capacité. Avec les notations usuelles nous avons les deux équations différentielles fondamentales :

$$\left\{\begin{aligned} E_1 + J_1 w_1 + L_1 \frac{dJ_1}{dt} + M \frac{dJ_2}{dt} &= 0 \\ E_2 + J_2 w_2 + L_2 \frac{dJ_2}{dt} + M \frac{dJ_1}{dt} &= 0 \end{aligned}\right. \qquad (1)$$

$$J_2 = C \frac{dE_2}{dt}$$

Supposons d'abord pour simplifier que la bobine d'induction soit alimentée par du cou-

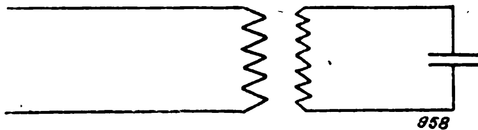


Fig. 1.

rant alternatif sinusoïdal. Nous passerons ensuite à l'étude des phénomènes en jeu lorsqu'on emploie du courant continu interrompu.

En employant les notations symboliques nous écrivons les équations fondamentales de la façon suivante :

$$\left\{\begin{aligned} E_1 + I_1 w_1 + i\omega L I_1 + i\omega M I_2 &= 0 \\ E_2 + I_2 w_2 + i\omega L I_2 + i\omega M I_1 &= 0 \end{aligned}\right. \qquad (2)$$

$$I_2 = i\omega C E_2$$

L'introduction des symboles offre l'avantage que tous les calculs deviennent purement algébriques et que, par suite, lorsqu'une grandeur est donnée, toutes les autres s'obtiennent facilement par substitution et élimination.

Nous verrons que l'on peut distinguer entre deux sortes de résonance : la résonance de la tension, et la résonance du courant ou résonance magnétique. La première se manifeste par l'augmentation de la tension secondaire jusqu'à un maximum et la seconde par une diminution du courant primaire jusqu'à un minimum.

§ 3. Envisageons d'abord la résonance de la tension. En éliminant I_1 et I_2 dans l'équation 2 nous obtenons

$$E_1 = \frac{E_2}{M} \left\{ L_1 + C \left[w_1 w_2 - \omega^2 (L_1 L_2 - M^2) \right] + i \left[\omega C (L_2 w_1 + L_1 w_2) - \frac{w_1}{\omega} \right] \right\} \qquad (3)$$

Posons en première approximation

$$w_1 = w_2 = 0.$$

Nous obtenons, d'après l'équation (3)

$$E_1 = \frac{E_2}{M} \left[L_1 - \omega^2 C (L_1 L_2 - M^2) \right] \qquad (4)$$

a. Supposons l'accouplement entre les circuits primaire et secondaire absolument rigide, c'est-à-dire que toutes les lignes de force d'une bobine traversent aussi la seconde et que la self-induction de la machine est extrêmement faible. Cette hypothèse est à peu près réalisée lorsqu'un bon transformateur, construit d'une façon technique, est alimenté par une station centrale de grande puissance. On a alors

$$M^2 = L_1 L_2 \text{ et } E_1 = E_2 \frac{L_1}{M} = E_2 \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$$

Comme les self-inductions sont proportionnelles aux carrés des nombres de tours d'enroulement n_1 et n_2, on a

$$E_1 = E_2 \frac{n_1}{n_2}$$

et, en repassant aux grandeurs réelles

$$E_1 = E_2 \frac{n_1}{n_2}.$$

Quelles que soient la fréquence et la capacité, les tensions sont proportionnelles aux nombres de tours d'enroulement des bobines. Une élévation de tension ne peut donc se produire que proportionnellement au rapport de transformation.

Le fonctionnement de la bobine d'induction avec accouplement rigide fixe aurait pu être déduit de la théorie générale des transformateurs, par exemple du diagramme de Kapp dans lequel, avec notre hypothèse, le triangle de dispersion se réduirait à un point.

b. Supposons l'accouplement élastique. Ce cas se produit lorsque les deux bobines ont des

lignes magnétiques de dispersion, ou lorsque la bobine d'induction est alimentée par une machine dont la puissance est de l'ordre de grandeur de celle de la bobine. Dans ce dernier cas, il faut tenir compte de la self-induction de la machine, et même lorsqu'on emploie un transformateur excellent et sans dispersion, l'ensemble du dispositif se comporte comme si l'on avait un accouplement lâche.

Avec cette manière de voir, E_1 ne représentera pas, dans ce qui suit, la différence de potentiel aux bornes, mais la tension induite dans la machine. On a alors

$$M^2 < L_1L_2$$

ou, en introduisant un facteur k^2 facteur d'accouplement :

$$M^2 = k^2L_1L_2$$

Dans l'équation 4 il est donc possible que l'expression entre parenthèses s'annule et que par suite, la tension secondaire devienne infiniment grande. L'augmentation de l'amplitude jusqu'à une valeur infinie indique un effet de résonance entre les oscillations imprimées au système et ses oscillations propres. La condition pour que ce phénomène se produise peut s'écrire

$$L_1 - \omega^2C(L_1L_2 - M^2) = o$$

ou, en introduisant la période T et le facteur d'accouplement K^2

$$T = 2\pi\sqrt{CL_2(1 - k_2)} \quad (6)$$

Lorsque l'accouplement est absolument rigide $k^2 = 1$ et la formule indique, pour la résonance, une oscillation infiniment rapide. Pratiquement on ne peut jamais parvenir à ce point. Lorsque les deux circuits sont tout à fait séparés au point de vue magnétique, $k^2 = o$, et la formule se réduit à la formule connue de Thomson :

$$T = 2\pi\sqrt{CL^2}$$

que l'on obtient en calculant la période propre d'oscillations du circuit. Entre ces deux cas limites il existe un nombre infini de degrés d'accouplement ; on est donc en mesure, pour des fréquences et des capacités très différentes, d'arriver peu à peu, par un choix judicieux de l'accouplement, à obtenir la résonance entre les oscillations imprimées et les oscillations propres du système. $k^2 = o$ est le cas où l'on peut obtenir la résonance avec la plus petite self-induction secondaire, c'est-à-dire avec le minimum de cuivre. Si la résonance était l'unique but vers lequel on tend en chargeant des condensateurs, il serait avantageux au point de vue de l'économie, de travailler avec un accouplement aussi lâche que possible. Mais il faut bien remarquer que, lorsque l'accouplement diminue, le transport d'énergie de la bobine primaire à la bobine secondaire diminue aussi et que, par suite, même lors de la résonance, il ne peut se produire au secondaire que des tensions limitées. Mathémathiquement, dans le cas de l'accouplement absolument lâche, l'expression entre parenthèses de la formule

$$E_1 = \frac{E_2}{M}[L_1 - \omega^2C(L_1L_2 - M^2)]$$

n'est pas seule à s'annuler ; le dénominateur s'annule aussi, et le côté droit de l'équation prend la forme d'un symbole indéterminé dont on ne peut pas obtenir la valeur. Si cependant nous supposons, comme cela a lieu en réalité, qu'il existe un amortissement provenant de l'échauffement et de l'hystérésis dans le fer et dans le diélectrique des bouteilles de Leyde, nous voyons tout de suite que la tension secondaire restera infiniment petite pour un accouplement absolument lâche. Il est évident qu'indépendamment des autres causes en jeu, la diminution de la tension secondaire dépendra de l'amortissement des deux circuits. Il est donc nécessaire d'examiner d'une façon particulière l'influence de ce dernier.

§ 4. L'équation 1 tient compte d'une façon correcte de l'amortissement dû à la résistance. Mais en ce qui concerne le calcul mathématique de l'hystérésis magnétique et diélectrique, les bases précédentes sont insuffisantes. On est forcé, ou bien de négliger ces pertes, ou bien d'en tenir compte approximativement dans le calcul, en majorant les résistances. Par suite de l'inexactitude inévitable qui en résulte, les considérations suivantes sur l'amortissement ne peuvent donner que des résultats qualitatifs et non quantitatifs.

a. Lorsque dans l'équation (3) on examine le terme imaginaire du côté droit, on voit tout

d'abord qu'il y a un quotient $\frac{w_1}{\omega}$ affecté du signe — qui ne dépend que de la fréquence et de la résistance, et non du degré d'accouplement. Il en résulte la possibilité d'obtenir une sorte de résonance même pour un accouplement absolument rigide. En fait, si l'on suppose d'abord $\omega = 0$, puis $\omega = \infty$, on a dans les deux cas $E_2 = 0$. Il doit exister entre ces deux limites une valeur de ω pour laquelle E_2 est maximum. Le calcul peut être poursuivi facilement. Posons dans l'équation (3)

$$\left\{\begin{array}{l} L_1 + C\left[w_1 w_2 - \omega^2 (L_1 L_2 - M^2)\right] = a \\ \omega C (L_2 w_1 + L_1 w_2) - \frac{w_1}{\omega} = b \end{array}\right.$$

La forme réelle de l'équation est alors

$$E_1 = \frac{E_2}{M}\sqrt{a^2 + b^2}$$

Le maximum de E_2 a lieu lorsque $a^2 + b^2$ est minimum. Comme, pour un accouplement rigide, a^2 est indépendant de ω, on n'a à former que $\frac{db^2}{d\omega}$ et à annuler cette expression. On a

$$\frac{db^2}{d\omega} = 2\left[\omega C (L_2 w_1 + L_1 w_2) - \frac{w_1}{\omega}\right] \left[C (L_2 w_1 + L_1 w_2) + \frac{w_1}{\omega^2}\right] = 0$$

L'équation n'est satisfaite que quand la première expression entre parenthèses est nulle. On a alors

$$\omega^2 = \frac{w_1}{C (L_2 w_1 + L_1 w_2)}$$

ou

$$T = 2\pi \sqrt{C \left(L_2 + L_1 \frac{w_2}{w_1}\right)} \qquad (7)$$

Lorsque la résistance secondaire a une valeur peu élevée, la formule devient

$$T \sim 2\pi\sqrt{CL_2} \text{ (1)}$$

Nous verrons plus loin que, dans ce cas, la bobine secondaire sert seule à l'aimantation du noyau de fer et que, par suite, le courant primaire et l'échauffement dû à ce courant atteignent un minimum. Si d'autre part, la résistance primaire est faible et la résistance secondaire assez grande, la période est très longue et, comme le courant de charge de la capacité diminue dans ce cas, l'échauffement du secondaire est faible.

La production d'un maximum de tension secondaire avec l'accouplement rigide ne doit pas être considéré come un effet de résonance dans le sens habituel du mot, mais bien plutôt comme le phénomène accessoire d'un minimum de pertes. La courbe donnant l'allure de la tension secondaire est très aplatie dans ce cas et ne dé-

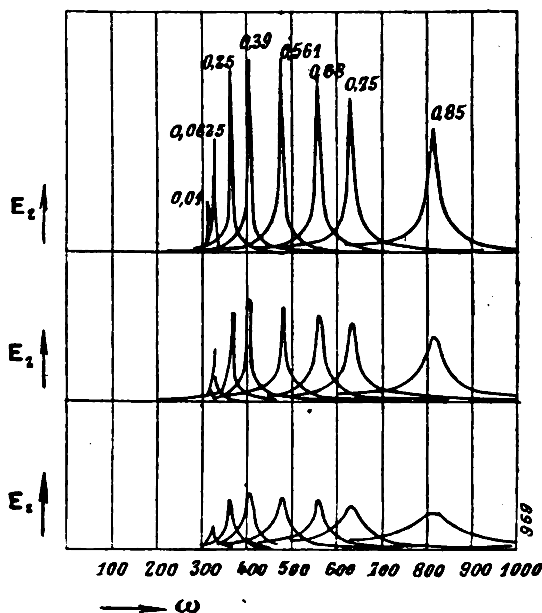


Fig. 2.

passe pas la valeur correspondante au rapport de transformation.

b. Le fonctionnement de la bobine d'induction avec accouplement lâche est infiniment plus intéressant que ce phénomène accessoire causé par l'amortissement.

Mais à cause de la forme compliquée de l'équation (3), il est extrêmement difficile d'apercevoir l'influence des grandeurs individuelles.

Pour pénétrer l'essence physique de l'équation (3) il est nécessaire de bien déterminer quelles sont les grandeurs qui peuvent être laissées de côté vis-à-vis d'autres, et dans quels cas ces approximations sont admissibles. Pour abréger l'analyse, nous avons choisi un exemple pratique et nous avons dessiné dans la figure 2

(1) Le signe $\sim$ signifie : approximativement égal.

un certain nombre de courbes représentant l'allure de la tension secondaire déduite de l'équation (3).

Les nombres sur lesquels sont basées la première rangée de courbes de la figure 2 sont les suivants :

$$w_1 = 0{,}075 \quad , \quad w_2 = 2\,000 \quad , \quad L_1 = 0.1 \quad , \quad L_2 = 1\,000$$

Pour la deuxième rangée de courbes, nous avons doublé les résistances et pris

$$C = 0.01 \ . \ 10^{-}$$
$$w_1 = 0.15 \quad , \quad w_2 = 4\,000 \,;$$

Pour la troisième rangée de courbes

$$w_1 = 0{,}25$$
$$w_2 = 7\,500.$$

Dans la détermination graphique des valeurs maxima, il faut faire attention que au voisinage du maximum, une faible erreur sur les abscisses produit une très grande erreur sur les ordonnées. Afin d'éviter ces erreurs, nous avons d'abord tracé toutes les courbes à une très grande échelle pour déterminer, par un grand nombre de points, la position et la grandeur des maxima.

Le maximum se produisait chaque fois que dans l'équation (3) la partie réelle de la parenthèse était nulle, c'est-à-dire quand on avait

$$L_1 + C\,(w_1 w_2 - \omega^2\,(L_1 L_2 - M^2) = 0$$

Comme, dans cette expression, Cw_1w_2 était une grandeur extrêmement petite, on pouvait la négliger sans nuire à l'exactitude des résultats.

Dans tous les cas où l'amortissement est de l'ordre de grandeur que nous avons supposé, la position du maximum peut être calculée d'après la formule simple

$$L_1 - \omega^2 C\,(L_1 L_2 - M^2) = 0$$

ou

$$T = 2\pi \sqrt{CL_2\,(1 - k^2)}$$

De même que pour les autres effets de résonance, l'amortissement n'a pas ici d'influence sensible sur la durée d'oscillations à laquelle la résonance se produit.

En ce qui concerne l'amplitude de la tension secondaire, la partie imaginée de l'équation (3) exerce une influence sensible. On a

$$E_2 = \frac{ME_1}{\omega C\,(L_2 w_1 + L_1 w_2) - \frac{w_1}{\omega}}$$

Une comparaison des rangées de courbes entre elles, montre bien l'influence décisive de l'amortissement sur l'amplitude. Si par exemple les résistances sont doublées, comme cela a lieu dans la deuxième rangée de courbes, les amplitudes tombent à la moitié de leurs valeurs et les courbes sont considérablement plus aplaties.

L'influence de l'accouplement se fait sentir de trois façons : en premier lieu la période d'oscillations à laquelle la résonance se produit en dépend dans une large mesure ; en deuxième lieu, la résonance est d'autant plus aiguë que l'accouplement est plus lâche ; et en troisième lieu, les valeurs maxima des courbes varient avec ce dernier.

Aux deux derniers points de vue la diversité d'allure des courbes ne doit pas être attribuée seulement au degré d'accouplement, mais aussi à l'action variable de l'amortissement.

Pour l'accouplement lâche, par exemple, la valeur de la résistance primaire est manifestement sans importance. Au point de vue de l'acuité de la résonance, la résistance secondaire entre peu à peu en considération et, au point de vue de la grandeur de la tension, il faut envisager en outre la force électromotrice induite dans la bobine secondaire. Lorsque l'accouplement est plus rigide, la force électromotrice est plus élevée, mais l'influence de l'amortissement augmente très vite aussi, car, pour produire la résonance, une très haute fréquence devient nécessaire et les intensités de courant augmentent aussi. L'amplitude ne peut donc pas atteindre de grandes valeurs.

Entre les deux cas limite, il existe un degré d'accouplement moyen pour lequel l'amplitude atteint sa valeur maxima. Dans nos courbes l'accouplement le plus avantageux est placé entre

$$k^2 = 0{,}39$$

et

$$K^2 = 0{,}561$$

Le calcul peut facilement être poursuivi avec plus d'exactitude. Posons dans l'équation ci-dessus.

$$M = k\sqrt{L_1 L_2}$$

et

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{CL_2(1-k^2)}}$$

nous obtenons

$$E_2 = \frac{K\sqrt{L_1L_2}\,E_1\sqrt{CL_2(1-k^2)}}{C(L_2w_1 + L_1w_2) - w_1CL_2(1-k^2)}.$$

On trouve la valeur maxima de E_2 en annulant la dérivée

$$\frac{dE_2}{dK} = 0.$$

En différenciant, on obtient pour l'accouplement le plus favorable la relation simple

$$k^2 = \frac{L_1w_2}{L_2w_1 + 2L_1w_2}.$$

D'après cela, la valeur de k^2 doit être égale ou inférieure à $1/2$.

L'écart entre cette valeur et $1/2$ est d'autant plus grand que la résistance primaire est plus élevée et la résistance secondaire plus faible.

Dans notre exemple nous avons

$$k^2 = 0,421$$

Dans les projets de bobines d'induction à résonance, il faut prendre comme point de départ $k^2 = 1/2$ en supposant la self-induction du générateur, y compris la réaction d'induit, égale à la self-induction primaire de la bobine.

Etant donné que l'amortissement dû à l'hystérésis des condensateurs agit comme un accroissement de la résistance secondaire, mais que les pertes dans le fer se partagent sur les deux circuits, on sera bien près de la valeur la plus avantageuse en prenant pour k^2 la valeur $1/2$.

5. Ce qui nous manque maintenant pour connaître entièrement les phénomènes en jeu dans la bobine d'induction, c'est la détermination de la consommation de courant ou primaire.

De l'équation (2) on déduit, après élimination de E_2 et de I_2 et après quelques transformations, la relation suivante :

$$E_1 + I_1\left[w_1 + \frac{\omega^4M^2C^2w_2}{(1-\omega^2CL_2)^2 + \omega^2C^2w_2^2} + i\omega\frac{(1-\omega^2CL_2)[L_1-\omega^2C(L_1L_2-M^2)]+\omega^2C^2w_2^2L_1}{(1-\omega^2CL_2)^2+\omega^2C^2w_2^2}\right] = 0 \quad (8)$$

et, en négligeant les résistances

$$E_1 + I_1 i\omega\,\frac{L_1 - \omega^2C(L_1L_2 - M^2)}{1-\omega^2CL_2} = 0 \quad (9)$$

Nous allons examiner en premier lieu deux cas spéciaux, particulièrement caractéristiques. Ces deux exemples pourraient suffire à eux seuls à donner un aperçu de l'étendue des limites entre lesquelles peut varier l'intensité de courant au point de vue de la grandeur et de la phase.

a. Supposons que la condition pour que la résonance de tension ait lieu, soit remplie, c'est-à-dire que l'on ait

$$L_1 - \omega^2C(L_1L_2 - M^2) = 0,$$

ou

$$T = 2\pi\sqrt{CL_2(1-k^2)}.$$

L'équation (9) donne alors pour l'intensité primaire une valeur infiniment grande. Ce résultat n'est pas surprenant si l'on songe que, dans ce cas, il y aurait une tension secondaire infiniment grande. A la réaction magnétique infiniment grande de la bobine secondaire doit être opposée une intensité de courant primaire aussi grande.

En outre, lorsqu'on supprime l'amortissement, la phase du courant primaire est incertaine. En effet la moindre modification dans la capacité ou la fréquence suffit pour donner le signe + ou le signe — à l'expression :

$$L_1 - \omega^2C(L_1L_2 - M^2)$$

et pour retourner la phase.

Du côté des plus faibles fréquences ou capacités, le courant est décalé de 90° en arrière de la tension ; de l'autre côté il est décalé de 90° en avant. Si l'on fait abstraction pendant un instant du circuit secondaire, on obtient, comme l'on sait, pour le courant primaire la valeur :

$$J = \frac{E}{\omega L}.$$

La présence de la bobine secondaire agit alors, à la résonance, comme un court-circuit de l'enroulement primaire. La self-induction de ce dernier devient nulle en apparence, ou fait place à une capacité infiniment grande.

On a supposé dans ce qui précède que les deux circuits étaient dépourvus d'amortissement. Si l'on veut tenir compte de ce dernier dans le calcul, l'équation (8) entre en jeu.

Dans le cas de la résonance de tension la partie imaginaire de la parenthèse est très petite. On

peut l'annuler et l'équation (8) se réduit à

$$E_1 + I_1 \left(w_1 + \frac{\omega^4 M^2 C^2 w_2}{(1 - \omega^2 C L_2) + \omega^2 C^2 w_2^2} \right) = 0. \quad (10)$$

Si l'on tient compte des pertes, les résultats précédemment acquis correspondant à l'équation (10) sont modifiés de la façon suivante : Le courant primaire est purement un courant de travail ; il n'est pas infiniment grand, mais prend une valeur finie très grande. La phase du courant réagit, il est vrai, encore beaucoup lors des variations de la fréquence, mais ne change plus brusquement de signe comme lorsqu'on néglige l'amortissement. La bobine primaire ne se comporte plus, au point de vue technique, comme une self-induction infiniment petite ou une capacité infiniment grande, mais comme une résistance ohmique finie.

Si la résistance secondaire était nulle, le courant primaire atteindrait la même intensité que si nous avions affaire à du courant continu.

b. Le second cas spécial est caractérisé par la condition :

$$1 - \omega^2 C L_2 = 0.$$

ou

$$T = 2\pi \sqrt{C L_2}.$$

L'équation (9) donne alors pour I_1, quelque rigide que soit l'accouplement, la valeur O. La phase de I_2 est de nouveau incertaine. La réaction de la bobine secondaire est si forte qu'elle empêche totalement le passage du courant dans la bobine primaire. Cette dernière se comporte donc au point de vue électrique comme une self-induction infiniment grande ou une capacité infiniment petite.

Si l'on veut encore tenir compte des pertes, il est nécessaire de revenir à l'équation (8). Lorsque

$$1 - \omega^2 C L = 0$$

le numérateur de la partie imaginaire est très petit et peut s'annuler pour une faible modification de la fréquence. Supposons-nous dans ce cas, il vient

$$E_1 + I_1 \left\{ w_1 + \frac{\omega^4 M^2 C^2 w_2}{(1 - \omega^2 C L_2)^2 + \omega^2 C^2 w_2^2} \right\} = 0.$$

et comme $1 - \omega^2 C L_2$ est une très petite grandeur, on a avec une aproximation suffisante.

$$E_1 + I_1 \left(w_1 + \frac{\omega^2 M^2}{w_2} \right) = 0. \quad (11)$$

Le courant est entièrement watté. Mais son intensité n'est pas considérable comme dans le cas précédent ; elle est au contraire très petite et serait nulle si le circuit secondaire était dépourvu d'amortissement.

Considéré au point de vue physique, le phénomène se présente de la façon suivante :

La fréquence du courant produite par la machine est en résonance avec la fréquence propre du circuit secondaire. Si l'on suppose ce dernier mis en vibrations par une cause quelconque, les amplitudes diminuent de plus en plus avec le temps jusqu'à ce que l'énergie communiquée au système par l'impulsion extérieure ait été consommée par l'amortissement. En réalité il y a au primaire un complément d'énergie qui compense les pertes. Dans ces conditions, le courant dans la bobine primaire ne prend pas part à l'aimantation du fer ; il est purement watté et a comme seule fonction d'entretenir le phénomène oscillatoire au secondaire.

Nous pouvons désigner ce phénomène comme résonance du courant ou résonance magnétique.

Il est intéressant de connaître les tensions dans ce cas.

L'équation (4) donne, pour

$$1 - \omega^2 C L_2 = 0 :$$

ou

$$E_1 = E_2 \omega^2 C M$$

$$E_1 = E_2 \omega^2 C k \sqrt{L_1 L_2}$$

ou encore

$$E_1 = E_2 k \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$$

Pour la marche à vide c'est-à-dire pour $C = 0$, on obtient d'après l'équation (4)

$$E_1 = E_2 \cdot \frac{1}{k} \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$$

La tension secondaire est donc, lors de la résonance du courant, $\frac{1}{k^2}$ fois plus faible que la tension à vide. Comme $k^2 \geq 1$, elle est la plupart du temps supérieure à cette dernière.

La raison de ce phénomène est que la bobine secondaire produit seule le champ de force. Les deux bobines intervertissent donc leurs rôles et la tension secondaire qui, dans la marche à vide était déterminée par K fois le rapport de transformation, doit être maintenant déterminée par $\frac{1}{K}$ fois ce rapport.

La résonance de courant peut avoir une application pratique lorsque la bobine d'induction est branchée sur une station centrale avec introduction de résistances de réglage dans le circuit primaire. Dans ce cas la résonance de tension ne peut être réalisée par suite de l'accouplement rigide que par l'emploi de capacités très fortes, et est effacée par le fort amortissement.

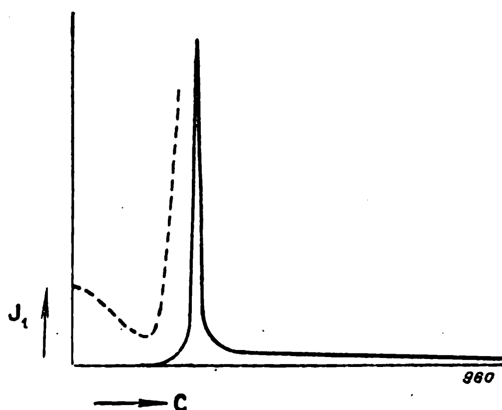


Fig. 3.

En essayant d'obtenir les proportions les plus favorables, on arrive tout naturellement dans le voisinage de la résonance du courant pour laquelle, par suite de la faible intensité de courant dans le circuit primaire, l'influence de l'amortissement atteint un minimum.

c. Après avoir examiné les cas spéciaux de résonance de la tension et de résonance du courant, il nous reste à donner une image d'ensemble sur l'allure de l'intensité du courant. La courbe de la figure 3 le représente en fonction de la capacité. La première partie de la courbe agrandie 20 fois a été reportée en pointillé pour mieux faire ressortir sa forme. Le facteur d'accouplement est $K^2 = 0,38$, et la fréquence 50 périodes par seconde; pour le reste on a pris les mêmes données que pour la figure 4.

Lorsque la charge est nulle, le courant est :

$$J_1 = \frac{E_1}{\sqrt{w_1^2 + \omega^2 L_1^2}}$$

L'angle de décalage est négatif et correspond à un retard du courant sur la tension. Lorsque la capacité croît, le courant primaire diminue, atteint un minimum pour

$$T = 2\pi \sqrt{CL_2}$$

et devient un pur courant de travail. Si l'on élève la capacité au delà de la résonance de courant, une composante déwattée et en avance s'ajoute à la composante wattée. L'amplitude croît avec une extrême rapidité et atteint un

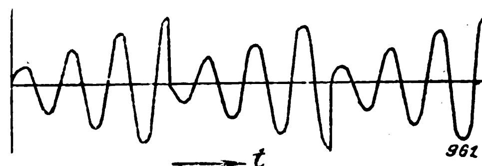


Fig. 4.

maximum dans le proche voisinage de la résonance de tension

$$T = 2\pi \sqrt{CL_2 (1 - K^2)}$$

Peu auparavant, la composante déwattée tombe rapidement à O et fait place à une composante purement wattée. Si la capacité croît encore, l'intensité de courant diminue de nouveau très vite, la phase change de signe, et, pour $C = \infty$, elle s'approche asynptotiquement d'une valeur limite. Cette dernière correspond au court-circuit de la bobine secondaire, car une capacité infiniment grande agit, pour le courant alternatif, comme une connexion métallique. La grandeur de la valeur limite peut être facilement déterminée. En faisant abstraction de l'influence des résistances, l'équation (9) se réduit, pour $C = \infty$, à un symbole indéterminé, dont la valeur peut être obtenue en différenciant le numérateur et le dénonciateur. On a

$$E_1 + I_1 i\omega \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_2} = 0,$$

ou en grandeurs réelles

$$J_1 = E_1 \frac{L_2}{\omega (L_1 L_2 - M^2)},$$

ou

$$J_1 = E_1 \frac{1}{\omega L_1 (1 - K^2)} \qquad (12)$$

6. Le fonctionnement du dispositif varie suivant que l'on travaille avec accouplement rigide ou lâche, à proximité ou très loin de la résonance de tension. Supposons en premier lieu la résonance de tension et l'accouplement lâche, et admettons qu'une décharge des condensateurs vienne précisément de se produire; avant que l'étincelle suivante ait lieu, la tension secondaire devra s'élever jusqu'à la valeur précédente sous l'effet de plusieurs impulsions de courant. Par suite de ce jeu des étincelles, nous n'avons pas à faire en réalité à l'état d'immobilité pris comme point de départ dans la théorie, mais à l'état représenté dans le temps par la figure 3. Chaque fois qu'une étincelle se produit, l'énergie accumulée dans les condensateurs se déverse dans l'arc qui ferme le circuit oscillant et se transforme en oscillations électriques de grande fréquence.

Comme la tension secondaire ne dépend pas de la liaison entre les deux circuits, mais que son amplitude dépend d'un effet de résonance, c'est-à-dire d'une agglomération progressive d'énergie oscillatoire, il résulte que l'étincelle est toujours « active ». Pour la même raison, le nombre des étincelles peut être modifié dans de larges limites par l'allongement ou le raccourcissement de la distance explosive ou par le réglage de l'excitation. On peut arriver à ce que les étincelles jaillissent tout à fait isolément ou bien passent en grand nombre, ce qui correspond pour chaque train d'étincelles à une plus ou moins grande quantité d'impulsions excitatives du circuit primaire. Lorsque l'on emploie à la station réceptrice un cohéreur, appareil que l'on peut considérer comme répondant à des élévations de tension instantanées, il est avantageux de ne pas dépasser comme nombre d'étincelles au transmetteur celui qui correspond strictement à la production de points et de traits nets. On économise ainsi une grande quantité d'énergie et on ménage les appareils transmetteurs.

Une conclusion intéressante est qu'au moment de la production de l'étincelle le courant primaire tombe nécessairement. En effet, non seulement la tension secondaire, mais encore le courant secondaire et le courant primaire ont une allure analogue à la courbe de la figure 4 et le moyen carré est plus faible au moment où se produit l'étincelle.

Comme, après la décharge des condensateurs, le rôle du courant primaire est de rétablir l'état oscillatoire, ce courant est encore purement watté. Le dispositif travaille donc avec le meilleur rendement possible.

Il en est autrement lorsqu'on emploie l'accouplement rigide ou bien lorsqu'on est plus loin de la résonance de tension. Dans ce cas, lorsqu'une étincelle a lieu, il s'en produit un groupe ininterrompu, le courant primaire augmente, et, si l'étincelle qui ferme le circuit oscillant présente de la self-induction, il se forme un arc. On peut diminuer cet inconvénient en intercalant des résistances et en se plaçant dans le cas de la résonance de courant, c'est-à-dire en faisant

$$T = 2\pi\sqrt{CL_2}.$$

Le courant primaire est alors minimum à l'état d'équilibre et la tension secondaire est maxima. Un arc ne peut pas s'établir, car il se produit une chute de tension considérable au moment du passage de l'étincelle. Les résistances agissent comme les résistances des lampes à arc et entrent en jeu lorsque le phénomène que l'on veut éviter commence à se produire.

Si la bobine d'induction est alimentée, non pas par du courant alternatif, mais par du courant continu interrompu, il faut distinguer deux intervalles de temps : la durée d'ouverture du circuit primaire, pendant laquelle l'accouplement est idéalement lâche, et la durée de l'impulsion de courant, pendant laquelle, surtout lorsqu'on emploie des accumulateurs, l'accouplement est extrêmement rigide. Pendant le premier intervalle, l'oscillation a pour période la période naturelle du circuit secondaire; pendant le second, la fréquence s'accélère et l'énergie est dissipée en oscillations beaucoup plus rapides. L'action du courant primaire est la suivante : lorsqu'il croît ou lorsqu'il s'interrompt, il produit une force électromotrice dans la bobine secondaire. Si cette dernière, au moment de la fermeture du courant, est supérieure ou inférieure à la force électromotrice de la bobine secondaire sur elle-même, il se produit des oscillations nuisibles ayant une amplitude de début correspondant à la différence entre les deux forces électromotrices.

On peut étudier l'allure de cette amplitude par une analyse de la courbe de courant au moyen du tube de Braun et d'un miroir tournant. — Si au contraire les deux forces électro-

motrices sont égales, le courant secondaire suit le courant primaire et sa réaction influe sur l'allure de ce dernier en modifiant peu à peu son intensité. Le principal transport d'énergie à la bobine secondaire a lieu au moment de l'interruption du courant.

D'après ces considérations il paraît avantageux de diminuer autant que possible la durée de fermeture du circuit et de travailler avec une self-induction primaire faible. Cependant il faut bien remarquer que, si l'on va trop loin dans cette voie, l'impulsion qui se produit à l'ouverture du circuit suit de très près celle qui a lieu à la fermeture, et que ces deux impulsions peuvent agir en sens contraire. L'expérience seule permet de se placer dans la condition optima relativement à la durée de fermeture du circuit.

Pendant la durée d'ouverture, le dispositif représente un système capable d'osciller et accessible à la résonance. La période propre est exprimée par l'égalité

$$T = 2\pi\sqrt{C_2L_2}.$$

Pendant la durée de fermeture, les oscillations propres sont extrêmement rapides. On ne peut donc pas se mettre pratiquement en résonance avec elles. Mais on peut choisir le temps de l'impulsion de telle manière que les pertes soient minima. La condition est que, d'après l'équation (7):

$$T = 2\pi\sqrt{C_2\left(L_2 + L_1\frac{w_2}{w_1}\right)}.$$

Comme, lorsqu'on emploie du courant continu, on ne travaille jamais sans résistance de protection, le second terme sous le radical est petit vis-à-vis du premier, et les conditions nécessaires au meilleur fonctionnement sont les mêmes pour la fermeture et pour l'ouverture du circuit.

Si un condensateur est placé en dérivation sur l'interrupteur, il n'en résulte qu'une faible modification du résultat. Lorque le circuit primaire est ouvert, la période propre d'oscillation du circuit est donnée par la formule

$$T = 2\pi\sqrt{C_1L_1 + C_2L_2}$$

au lieu de

$$T = 2\pi\sqrt{C_2L_2}.$$

Si l'on introduit les valeurs de notre exemple et si l'on suppose $C_1 = 0{,}5$ microfarad, il vient :

$$T = 2\pi\sqrt{0{,}5\,.\,10^{-6}\,.\,0{,}1\,. + 0{,}01\,.\,10^{-6}\,.\,1000} = 19{,}96\;10^{-3},$$

c'est-à-dire une différence de 1 et 1/2 p. 100 environ.

Dans son ensemble, l'emploi de courant continu interrompu représente un système à accouplement mi-rigide et mi-lâche. Par suite de l'accouplement lâche, il se produit un maximum de tension assez aigu ; par suite de l'accouplement rigide au moment de la fermeture du circuit le courant primaire s'élève lorsque l'étincelle se produit et il est moins facile d'éviter la formation d'arc qu'avec l'emploi du courant alternatif.

Au point de vue électrique, l'emploi de courant alternatif est bien supérieur à l'emploi de courant continu intermittent. Mais, même au point de vue de la sécurité d'exploitation, le courant alternatif doit avoir la préférence. Les interrupteurs à courant continu, sortis des cabinets de physique, ont trouvé il est vrai des applications dans la technique des rayons Rœntgen, mais la télégraphie sans fil exige d'autres qualités des appareils qu'elle emploie, entre autres l'absolue sécurité d'exploitation et la simplicité.

7. Le calcul et la construction des bobines d'induction à résonance peuvent être exécutés d'après les règles admises pour la construction générale des transformateurs et des bobines d'induction : il suffit de faire en sorte que la condition de résonance soit remplie.

Si l'on calcule la self-induction des bobines d'induction Rœntgen et des transformateurs ordinaires à haute tension, on trouve que dans la plupart des cas elle est trop grande ; c'est une des raisons pour laquelle la résonance des oscillations lentes a longtemps échappé aux praticiens. Une bobine Rœntgen de 40 cm, par exemple, actionnée par du courant continu, est en résonance pour 50 ruptures par seconde et une charge d'une seule bouteille dont la capacité est 2000 cm. Mais pour charger une telle capacité, une petite bobine à trembleur suffit amplement; on n'a donc été conduit que pour de beaucoup plus grandes capacités, à employer des bobines de cette importance, et la condition de résonance ne s'est plus trouvée remplie. En outre l'interrupteur Desprez ne peut servir avec

ces bobines que sous certaines conditions, l'interrupteur Wehnelt est tout à fait impropre à ce service, et les interrupteurs à moteurs sont presque toujours construits pour une trop longue durée de fermeture du circuit primaire.

Pour éviter dans la pratique de la télégraphie sans fil la réception des nombreuses oscillations parasites ou perturbatrices, on est conduit inévitablement à désensibiliser le récepteur et à renforcer le transmetteur : les quantités d'énergie qu'il est nécessaire d'émettre deviennent donc de plus en plus considérables. La charge rationnelle des batteries de condensateurs nécessaires ne présente actuellement plus de difficultés.

Marconi a-t-il tiré profit, dans ses gigantesques installations, de la résonance des oscillations à longue période? D'après nos calculs, il n'aura pu y parvenir qu'en créant dans ses transformateurs un entrefer de plusieurs centimètres.

R. V.

***Méthodes pour accroître l'énergie dans le transmetteur en télégraphie sans fil*. Braun.**
Physikalische Zeitschrift, 15 avril.

En 1898, nous avons indiqué les dispositifs de transmetteurs de télégraphie sans fil que l'on désigne aujourd'hui sous le nom de système accouplé.

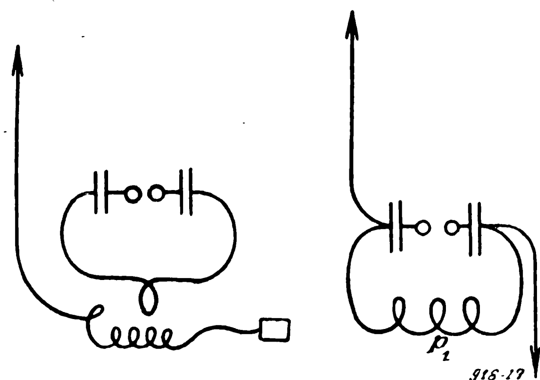


Fig. 1 et 2.

Le circuit ouvert du transmetteur n'est pas excité directement comme dans le système ordinaire Marconi, mais est en liaison avec un circuit oscillant servant de réservoir d'énergie composé de condensateurs et de self-inductions.

Nous avons indiqué trois formes distinctes de « l'accouplement avec l'antenne » pour faire passer l'énergie dans le transmetteur.

1° L'excitation par induction (fig. 1).

2° Le couplage dit direct (fig. 2).

3° La combinaison des deux (fig. 3*a*, 3*b* et 4).

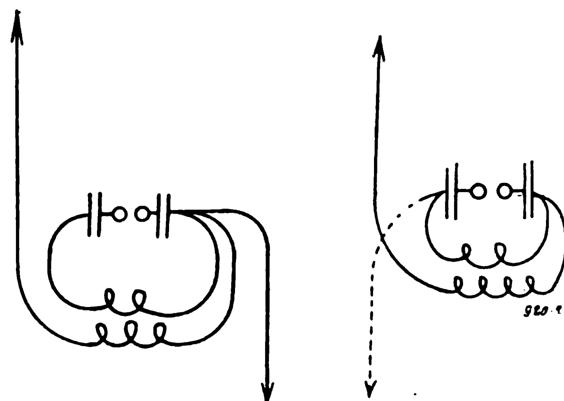


Fig. 3*a* et 3*b*.

Ces trois dispositifs reviennent au même en principe. Ils ne se distinguent que par la plus

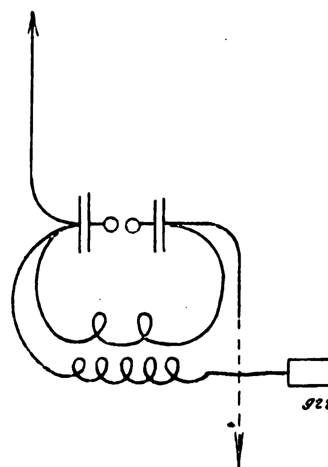


Fig. 4.

ou moins grande facilité qu'ils présentent dans le choix du degré d'accouplement.

I. Les proportions pratiques limitent les valeurs possibles pour la période propre d'oscillations du circuit oscillant. En supposant que cette dernière doive, pour un transmetteur donné, rester constante, le produit de la capacité C des condensateurs par la self-induction p_1 du circuit oscillant doit rester constant.

L'énergie dont on dispose pour le rayonnement est $\frac{1}{2}CV^2$ en désignant par V le potentiel auquel ont été chargées les bouteilles de Leyde.

Pour augmenter cette énergie, il existe théoriquement deux moyens :

1° Accroître la capacité;

2° Elever le potentiel de charge.

Nous allons discuter ces deux moyens.

1° L'accroissement de capacité conduit à diminuer proportionnellement la self-induction p. Mais le degré d'accouplement τ entre circuit oscillant et l'antenne est déterminé par

$$p^2_{12} = \tau^2 p_1 p_2$$

où p_1 désigne la self-induction du circuit oscillant :

p_2 celle de l'antenne ;

Et p_{12} le coefficient d'induction mutuelle entre les deux.

Cette formule, qui n'est pas précise, peut être employée approximativement. Le coefficient d'accouplement τ ne doit pas descendre au-dessous d'une certaine valeur, car l'augmentation d'amplitude du potentiel (qui d'après M. Wien peut devenir $\sqrt{p_2 p_1}$ fois plus grande) en dépend. Si l'on suppose, comme pour un bon montage direct :

$$p_{12} = p_1$$

on a

$$p_1 = \tau^2 p_2$$

et, comme p_2 est donné par la longueur totale du transmetteur, il s'ensuit que l'accouplement de tout le système décroît avec la self-induction du circuit oscillant, c'est-à-dire que l'on ne doit pas augmenter trop la capacité des condensateurs.

Il y a encore autre chose. Aux considérations théoriques s'ajoute une considération pratique ; c'est que l'on ne peut pas augmenter indéfiniment le nombre de bouteilles de Leyde, sans augmenter la self-induction par suite des connexions inévitables entre les armatures. Cette self-induction, qui ne peut être utilisée pour le transport d'énergie au transmetteur, agit, ici, comme la résistance intérieure d'un élément galvanique pour son utilisation. On atteint vite une limite infranchissable.

2° Reste la possibilité d'accroître le potentiel de charge. En supposant que l'on ne soit pas arrêté par des difficultés techniques pour la production des quantités d'électricité assez importantes sous la différence de potentiel que l'on désire, on se heurte à des difficultés provenant du manque de rigidité électrique des isolateurs, aussi bien intérieure que superficielle. Le diélec-

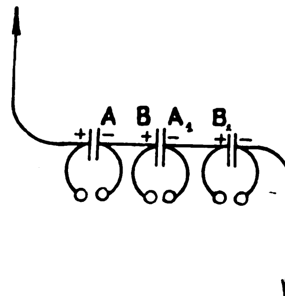


Fig. 5.

trique est contourné sur ses bords par les étincelles, ou, si on l'immerge dans un isolant liquide il est facilement percé. Et si l'on veut éviter cet inconvénient, on retombe à nouveau sur la grande « self-induction intérieure des condensateurs ».

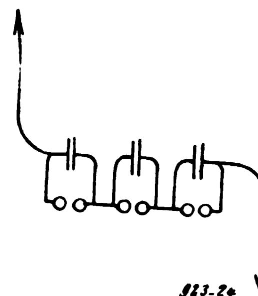


Fig. 6.

Il existe encore une seconde difficulté. L'expérience a appris depuis longtemps que l'on ne peut pas augmenter autant qu'il le faudrait, la distance explosive lorsqu'on augmente le potentiel de charge. Pour de faibles capacités, la consommation d'énergie dans l'étincelle représente une valeur relative considérable ; lorsque la capacité augmente, cette consommation est moins sensible, mais d'une façon générale, à partir d'une certaine limite, lorsque la distance explosive augmente, la tension ne croît pas d'une façon correspondante. Là aussi, on atteint rapidement des limites pratiques.

II. Ces considérations nous ont amené à chercher des méthodes permettant, sans modification de la fréquence, d'accroître l'énergie disponible pour la radiation, tout en conservant le rendement du simple circuit oscillant.

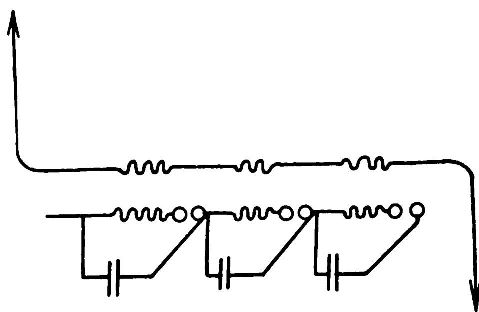


Fig. 7.

Nous avons alors imaginé les montages des figures 5 et 6 (patente allemande, 8 janvier 1899). Un certain nombre de circuits contenant une capacité et ayant exactement la même pé-

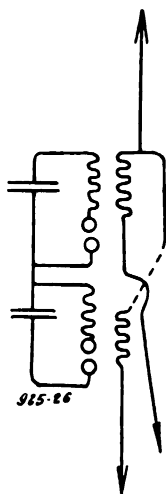


Fig. 8.

riode propre d'oscillations, sont montés en série. L'énergie des n capacités C est

$$\frac{1}{2}\left(\frac{C}{n}\right)(nV)^2 = \frac{1}{2}nCV^2.$$

mais chaque étincelle individuelle n'a que l'amortissement correspondant à la différence de potentiel partielle V. L'emploi du dispositif avec montage par induction est représenté par la figure 7. Un montage permettant d'obtenir des oscillations de moindre intensité mais de plus longue période, est indiqué par la figure 8.

Les distances explosives n'ont pas besoin d'avoir exactement la même longueur.

Si l'on introduit dans un des circuits oscillants une grande résistance ohmique (ficelle mouillée), l'étincelle de ce circuit devient terne, tandis que toutes les autres restent claires et crépitantes. Le dispositif se comporte donc bien comme si chacun des circuits oscillait pour son propre compte.

De nombreux essais ont été faits avec ce montage au fort de Strasbourg avec accouplement par induction dans l'été 1901 et avec accouplement direct ou par induction dans l'été 1902.

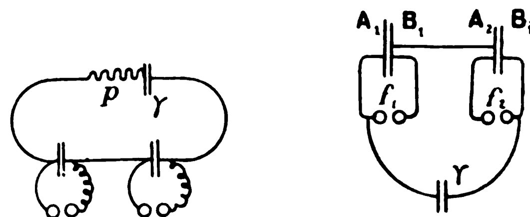


Fig. 9 et 10.

III. Nous sommes revenus sur ces montages pendant l'automne 1902 après avoir imaginé des méthodes permettant de déceler et de mesurer les différences de phases entre des oscillations rapides sans amener de perturbations dans le système à étudier. Ces expériences conduisirent à accoupler plus rigidement ensemble les circuits oscillants; un tel accouplement, qui favorise la production simultanée des étincelles, est déjà réalisé dans le transmetteur isochrone des figures 5 à 8. Quelques autres modes d'accouplement sont représentés par les figures 9 et 10. Dans la figure 9 la capacité γ et la self-induction p, dans la figure 10 le circuit γf_1 B_1 A_2 f_2 représentent un *circuit d'accouplement*. La figure 11 montre une autre disposition : les condensateurs sont réunis en parallèle à la charge par les fortes résistances ohmiques ou inductives w_1 et w_2, mais, si par exemple, l'étincelle éclate entre A_1B_1, l'étincelle éclate aussitôt en A_2B_2 grâce aux *connexions d'accouplement* K_1 et K_2 : on peut voir que cela a lieu simultanément si K_1 et K_2 sont aussi dépourvus que possible de self-induction (voir § 6). En introduisant une self-induction dans l'une de ces deux connexions, on peut pro-

duire une différence de phase réglable. Nous reviendrons sur ces dispositifs et d'autres semblables et nous allons passer à une série d'autres montages.

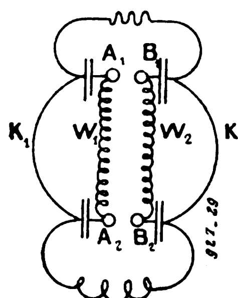


Fig. 11.

IV. L'un d'eux est représenté par la figure 12. Les condensateurs sont chargés en parallèle; pour cela on emploie encore les résistances ohmiques ou inductives w_1, w_2, w_3. Dès que l'une des étincelles se produit, toutes les autres ont lieu et le circuit total se ferme : comme on le sait, les grandes résistances de charge sont pratiquement sans aucun effet à ce moment.

Les raisons qui motivent ce dispositif sont très simples et claires. Supposons pour simplifier que toutes les capacités C et toutes les self-inductions p soient égales; n capacités donnent évidemment, pour un potentiel de charge V, une énergie totale

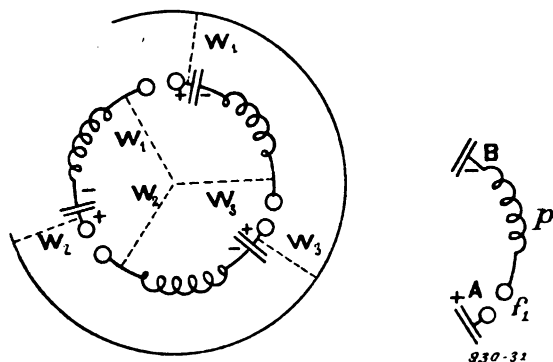


Fig. 12 et 13.

$$\frac{1}{2} nCV^2.$$

Quant à la période d'oscillation, elle est déterminée par Cp puisqu'à la décharge les capacités toutes en série, représentent $\frac{1}{n}$ C et les self-inductions np. La période d'oscillations est donc exactement la même que si nous fermions un condensateur C sur une self-induction p. L'amortissement des étincelles est évidemment le même aussi. Nous pouvons (fig. 13) considérer comme système isolé le circuit : armature + A, étincelle f_1, self-induction p, armature B''. Appelons ce circuit système partiel : dans ce système, une certaine quantité d'électricité se décharge sous une certaine différence de potentiel V avec une certaine fréquence N dans la self-induction p, exactement dans les mêmes conditions que dans un sytème (système simple) obtenu en supposant que les armatures + A et — B appartiennent à un condensateur de capacité C. S'il n'existe pas de particularités tout à fait inconnues de l'étincelle, cette dernière doit se comporter dans ce dispositif comme dans un système simple, et c'est ce que l'expérience vérifie.

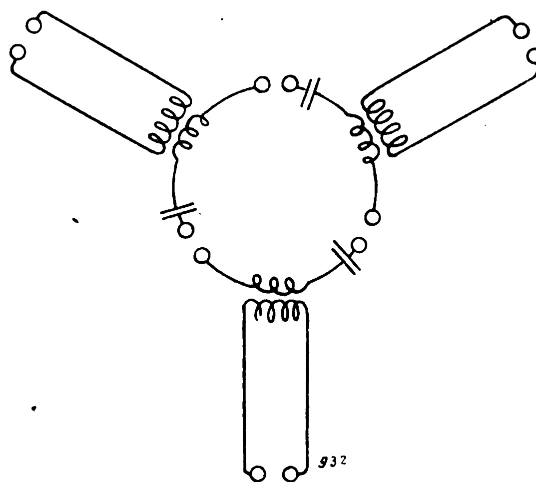


Fig. 14.

Nous nous en sommes assuré de différentes façons; nous allons indiquer l'une d'elles.

On peut, comme l'indique par exemple la figure 14, mettre en résonance 3 transmetteurs et constater que dans chacun d'eux il se produit au même moment les mêmes effets (tensions aux extrémités, actions calorifiques, etc.) que dans le système simple. On travaille donc avec le même rendement avec n circuits oscillants qu'avec un seul, et il est facile de montrer de diverses manières qu'il n'existe aucune différence de phase perceptible.

Il est clair que dans tous les montages possibles on peut utiliser l'énergie par induction; pour le

montage en série la figure 15 représente ce dispositif, on peut également exciter directement *n* fils d'antennes séparés.

Un montage plus commode pour l'excitation directe est indiqué par la figure 16.

Le gros avantage de ces dispositifs est que l'on augmente l'énergie tout en employant à la charge de faibles différences de potentiel, grâce au montage en parallèle, et que le montage des divers éléments en tension ne se produit qu'à la décharge. De cette façon il n'existe pas, entre points voisins, de différences de potentiel élevées qui en pratique franchissent facilement les isolants employés.

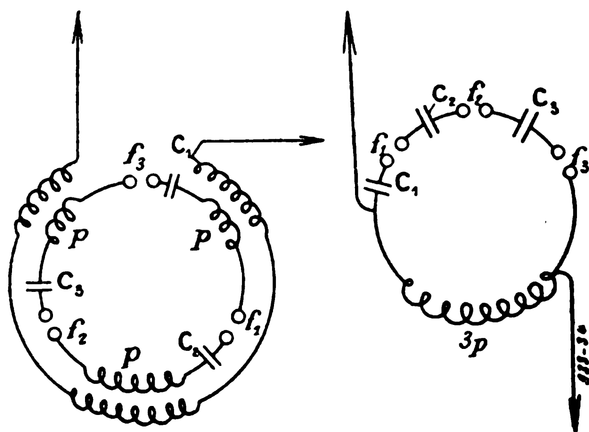


Fig. 15 et 16.

Il est donc bien établi que l'on peut, lorsque les limites de puissance du système simple sont atteintes, accroître l'énergie en jeu sans modifier la fréquence.

V. Examinons un autre point.

Les expériences faites jusqu'ici prouvent que pour chaque système (par exemple pour une capacité donnée) il existe une longueur d'étincelle optima (dépendant peut-être de la fréquence et de l'amortissement); pour cette distance explosive, la quantité d'énergie absorbée dans l'étincelle par rapport à l'énergie totale est minima. Supposons que nous soyons obligés de travailler avec une tension de décharge supérieure à celle qui correspond à la distance explosive optima, tout en maintenant la consommation d'énergie à sa valeur minima.

Le montage à adopter se déduit des considérations suivantes : Nous ne connaissons réellement que peu de choses sur la nature de l'étincelle, mais malgré tout nous pouvons supposer que dans des conditions identiques (comme matière constitutive des électrodes, éclairement, etc.), son allure dépend du champ électrique avant la décharge et pendant la décharge. En

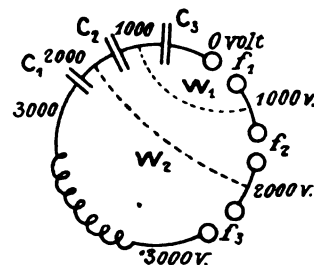


Fig. 17.

tant que le champ avant la décharge est déterminé par les différences de potentiel, et pendant la décharge par le flux de courant, les étincelles doivent avoir la même allure et par conséquent la même consommation d'énergie lorsque les deux quantités sont les mêmes.

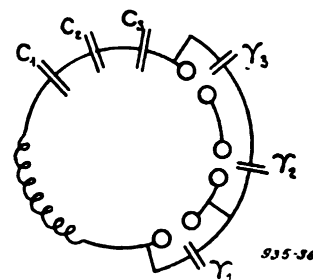


Fig. 18.

D'après les prévisions, le montage de la figure 17 remplit ces deux conditions ; en effet la condition initiale est directement remplie et la condition de flux du courant est remplie d'après les expériences précédentes. w_1 et w_2 représentent encore des résistances élevées et les différences de potentiel initiales sont, par exemple, 3 000, 2 000, 1 000 et 0. L'expérience a vérifié ces prévisions.

Cette expérience a été modifiée par M. Rendahl d'après le schéma de la figure 18. Dans ce montage les petits condensateurs auxiliaires γ_1, γ_2, γ_3 produisent une répartition de potentiel correspondante aux distances explosives, disposition analogue à celle employée sous le nom de « montage en cascade » dans la technique des voltmètres statiques. La capacité des petits « ré-

partiteurs de tension » n'intervient pas pour l'énergie totale du système.

Pour isoler complètement du système leurs oscillations, on peut placer de fortes résistances ohmiques ou inductives dans les connexions joignant les condensateurs auxiliaires aux exploseurs.

Il est inutile de faire ressortir la différence entre cette disposition d'exploseurs et la division d'un exploseur de grande longueur par des sphères isolées intercalées entre les deux électrodes principales. On peut, par cette division rationnelle des distances explosives, employer avec un bon rendement des tensions élevées. La

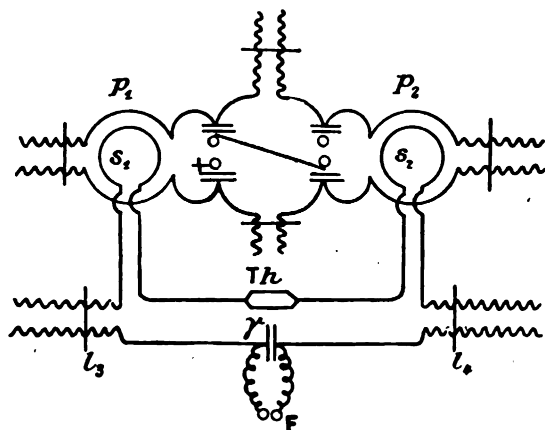


Fig. 19.

différence de potentiel partielle la plus avantageuse est, d'après les résultats des mesures que nous avons effectuées, voisine de 15 000 volts (0,5 cm de distance explosive).

VI. La méthode de mesure des décalages de phase repose sur le principe suivant : on produit par induction dans deux bobines secondaires s_1 et s_2 avec accouplement aussi lâche que possible des forces électromotrices et l'on mesure une grandeur proportionnelle à la force électromotrice résultante des deux forces électromotrices individuelles lorsque les bobines s_1 et s_2 sont une première fois en série, puis une seconde fois en opposition. Avant tout, il faut rendre les deux composantes exactement égales. On peut faire la mesure soit au moyen de longueurs d'étincelle, soit au moyen d'instruments thermiques. Si les longueurs d'étincelles sont dans les deux cas f_1 et f_2, et les indications thermométriques T_1 et T_2, on a, pour le décalage φ (en tant qu'on suppose les indications thermométriques proportionnelles aux carrés des intensités de courant)

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = \frac{f_2}{f_1} \text{ ou } = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}.$$

Les figures 19 et 20 représentent deux cas. Dans la figure 19, la bobine s_1 est excitée par p_1 et s_2 par p_2. Le circuit de mesure est amené en résonance au moyen du condensateur γ et des self-inductions l_3 et l_4 qui en même temps servent à affaiblir l'accouplement. On fait la mesure ou bien avec le thermomètre Th ou bien avec un exploseur F en dérivation sur le condensateur γ.

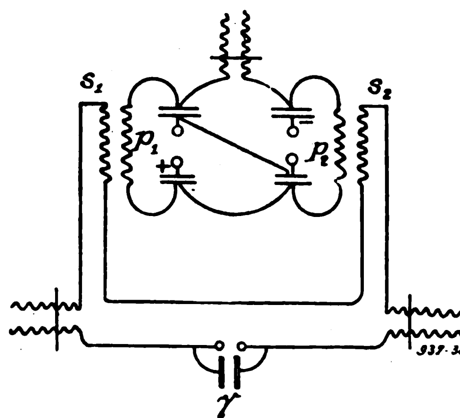


Fig. 20.

Les conducteurs qui vont à cet exploseur ont une certaine longueur pour augmenter un peu la distance explosive. Comme on n'a pas à compter sur des ondes rigoureusement quasi-stationnaires (ce que l'on peut contrôler en plaçant le termomètre H en différents points) il faut veiller à réaliser un dispositif aussi symétrique que possible par rapport à l'instrument de mesure. Il faut éviter avec soin les actions d'induction nuisibles de certaines parties du circuit. Le thermomètre peut être avantageusement remplacé par un instrument plus sensible.

Les mêmes remarques s'appliquent au dispositif de la figure 20. Là, le secondaire peut ne pas contenir de condensateur, mais il est plus avantageux d'en mettre un pour rendre l'ensemble moins sensible à des variations de capacité.

La méthode, malgré d'assez nombreuses difficultés, donne des résultats satisfaisants. Tout au moins nous avons trouvé une série de résultats obtenus avec des oscillations rapides (fréquence

supérieure à 10^6) étaient vérifiées en employant des tubes à rayons cathodiques avec des oscillations de fréquence plus faible (environ 10^5).

Par exemple avec le montage des figures 12 et 15, où il s'agissait de la concordance de phases, nous avons trouvé en étudiant un système de 4 condensateurs, les résultats suivants : Deux bobines du système essayé induisaient une force électromotrice dans deux bobines s_1, s_2 : nous trouvâmes

$s_1 + s_2$: étincelle = 3,6 mm nette et forte thermomètre : 170 divisions.

$s_1 - s_2$: étincelle grêle de 0,1 mm. thermomètre : à peine 1 division.

Pour le montage de la figure 19 on trouve de même, lorsque les self-inductions K_1 et K_2 sont aussi dépourvues de self-induction que possible, que les phases concordent : le montage en série de s_1 et s_2 donnait une étincelle vive et crépitante de 2 mm; le montage en opposition une toute petite étincelle terne à peine visible.

R. V.

MESURE

Mesure du travail d'un courant électrique instantané (1), par **H. Weichsel**, Zürich. *Zeitschrift für Electrotechnik*, XXII. *Jahrgang*, Heft 19, 279-282, 8 mai 1904.

Le travail d'un courant i traversant un conducteur aux bouts duquel règne la différence de potentiel e, a pour expression, pendant le temps $t_1 - t_2$,

$$A = \int_{t_1}^{t_2} eidt;$$

si e et i sont constants pendant la période $t_1 - t_2$, l'intégration est immédiate et donne

$$A = ei.(t_2 - t_1);$$

la mesure du travail est ainsi ramenée à celle d'une énergie et d'un temps.

Ceci est encore vrai lorsque e et i sont des *fonctions périodiques* du temps et que *leurs valeurs efficaces sont constantes pendant la période $t_1 - t_2$ considérée.*

Mais si e, i sont des fonctions *quelconques* du temps et si, de plus, le courant passe, à des intervalles de temps très courts, par la valeur zéro (ou par une valeur très petite, négligeable), ce que nous venons de dire ne s'applique plus.

Les courants se comportant de cette manière sont appelés par l'auteur courants instantanés (stromstösse).

La nécessité de rendre accessible la mesure du travail d'un courant électrique instantané se trouve dictée surtout par la technique des télégraphes et des horloges électriques.

Dans la technique des télégraphes on rencontre surtout des courants instantanés dont la différence de potentiel peut être considérée comme constante pendant la période $t_1 - t_2$ considérée. La formule générale du travail devient donc dans ce cas

$$A = e\int_{t_1}^{t_2} idt = eQ$$

la quantité d'électricité Q étant mesurable au moyen d'un galvanomètre ballistique. Si donc la tension du courant est constante, la mesure du travail d'un courant instantané se ramène à celle d'une différence de potentiel et d'une quantité d'électricité.

Mais si e et i sont des fonctions quelconques du temps, la seule ressource est de tracer les courbes de i et de e : c'est là un procédé très long et très peu précis.

L'auteur se propose dans la suite de ce mémoire d'évaluer le travail au moyen d'*une seule* mesure, de même que les indications d'un wattmètre donne immédiatement l'énergie consommée. Voyons tout d'abord comment se comporte un électrodynamomètre soumis à l'action d'un courant instantané. Nous allons d'abord supposer que la période de vibration de l'électrodynamomètre est grande par rapport à celle du courant instantané, c'est-à-dire que pendant une période de ce dernier la bobine mobile de l'électrodynamomètre reste presque immobile. Le travail nécessité par la torsion du fil de suspension peut donc être négligé pendant la période considérée.

Le couple de torsion entre la bobine mobile et la bobine fixe de l'électrodynamomètre sera donc utilisé uniquement à imprimer une accélération donnée à la bobine mobile.

(1) Le mot instantané est pris pour la traduction du mot allemand « stromstösse ».

Si la bobine mobile possède un moment d'inertie K et si le couple de torsion imprimé par le courant est γ, nous avons

$$\gamma = K \frac{dv}{dt}$$

$\frac{dv}{dt}$ étant la vitesse angulaire de la bobine.

Nous tirons de cette relation

$$\int_{t_1}^{t_0} \gamma dt = \int_{v_1}^{v_0} K\, dv = K\,(v_1 - v_0),$$

en supposant qu'au temps $t = t_0$ le système possède déjà la vitesse v_0 ; mais en général en partant du repos l'on a $v_0 = 0$; donc

$$\int_{t_1}^{t_0} \gamma dt = K v_1$$

d'où

$$v_1 = \frac{1}{K} \int_{t_1}^{t_0} \gamma\, dt : \qquad (1)$$

c'est la vitesse de la bobine mobile à l'instant t_1 ; sa force vive est donc $\frac{1}{2} K v_1^2$.

D'autre part le couple de torsion γ a pour valeur

$$\gamma = c_2 \alpha$$

c_2 étant une constante. Pour imprimer au fil une torsion correspondant à un angle α_0 il faut dépenser un travail

$$A_2 = \int_{\alpha = 0}^{\alpha = \alpha_0} c_1 \alpha d\alpha = \frac{1}{2} c_1 \alpha_0^2$$

Or, jusqu'au point de rebroussement, tout son travail interne

$$A_1 = \frac{1}{2} K v_1^2$$

est consommé par la torsion du fil ; nous avons donc

$$\frac{1}{2} c_1 \alpha_0^2 = \frac{1}{2} K v_1^2$$

d'où

$$v_1 = \alpha_0 \sqrt{\frac{c_1}{K}}. \qquad (2)$$

En comparant cette équation à l'équation (1) l'on tire,

$$\frac{1}{K} \int \gamma dt = \alpha_0 \sqrt{\frac{c_1}{K}};$$

d'où

$$\int \gamma dt = \alpha_0 \sqrt{c_1 K}. \qquad (3)$$

Or la formule fondamentale des électrodynamomètres est (en les supposant astatiques),

$$k i^2 = c_1 \alpha_0 = \gamma \qquad (4)$$

L'équation (3) peut donc s'écrire,

$$\int k i^2 dt = \alpha_0 \sqrt{c_1 K};$$

ou encore

$$\int i^2 dt = \frac{\alpha_0}{k} \sqrt{c_1 K}. \qquad (5)$$

D'autre part, nous savons que pour un corps oscillant on a la relation suivante en désignant par τ la période d'oscillation

$$\tau^2 = \pi^2 \frac{c_1}{K} \qquad (6)$$

d'où

$$\sqrt{c_1 K} = \frac{\pi}{\tau} c_1.$$

Ceci nous permet d'écrire la formule (5) sous la forme

$$\int i^2 dt = \frac{\alpha_0}{k} \frac{\pi}{\tau} c_1 = \alpha_0 \frac{c_1}{k} \frac{\pi}{\tau} = \alpha_0 c_3. \qquad (7)$$

L'équation (4) nous permet d'écrire d'autre part

$$i^2 = \frac{c_1}{k} \alpha_0$$

d'où

$$i = \sqrt{\frac{c_1}{k}} \sqrt{\alpha_0}$$

et en posant

$$G = \sqrt{\frac{c_1}{k}}$$

il vient

$$i = G \sqrt{\alpha_0}. \qquad (8)$$

Par suite

$$\int i^2 dt = G^2 \frac{\pi}{\tau} \alpha_0 = c_3 \alpha_0.$$

Donc, *la constante balistique* c_2 *d'un électrodynamomètre est égale au carré de la constante G du courant multipliée par le quotient de* π *par la période d'oscillation.*

Notre électrodynamomètre mesure donc, d'après l'équation (7) la somme du carré des intensités des courants instantanés qui le traversent.

Mais si on lance dans la bobine fixe un courant ayant une intensité instantanée i_1 et dans la bobine mobile un courant d'intensité instantanée i_2, notre électrodynamomètre nous donnera

$$\int i_1 i_2 dt = c_2 \alpha_0.$$

Relions maintenant cet électrodynamomètre à l'appareil qui utilise le courant instantané en intercalant entre les deux une forte résistance non inductive R ; nous aurons, si e est la différence de potentiel instantanée entre les bornes de notre appareil à courant instantané

$$i_2 = \frac{e}{R}.$$

La formule précédente peut donc s'écrire

$$\int i_1 e dt = c_2 \alpha_0 R.$$

où $\int i_1 e dt$ représente précisément le travail du courant instantané qui traverse l'appareil qui l'utilise. Ce travail se mesure donc d'une manière analogue à l'énergie d'un courant continu, à cela près que c'est la première impulsion de l'appareil qu'il faut lire ici.

Si l'électrodynamomètre balistique est monté comme l'indique la figure 1 (où D est l'appareil qui utilise le courant instantané), il donne alors la somme du travail absorbé dans l'appareil à utilisation D et du travail absorbé par la bobine mobile. Ce dernier a pour valeur

$$A_2 = \int R i_2^2 dt.$$

Pour avoir le travail absorbé seulement *dans l'appareil d'utilisation* il faudra donc retrancher du travail total donné directement par l'appareil le travail consommé par la bobine mobile. Ce dernier peut être facilement évalué au moyen d'un montage auxiliaire indiqué par la figure 2. Si l'intensité instantanée du courant à mesurer est petite par rapport à la différence de potentiel instantanée, la méthode de mesure indiquée permet encore d'obtenir des impulsions assez fortes même si la sensibilité de l'instrument est trop faible. Dans ce cas, on peut amplifier les déviations au moyen de la méthode du multiplicateur. Cette manière de

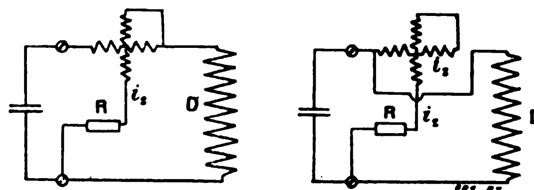


Fig. 1 et 2.

procéder a l'inconvénient de ne pouvoir effectuer la mesure avec un courant instantané.

Pour éliminer cet inconvénient on peut employer l'électromètre à quadrants de Thomson. Dans cet instrument le couple de torsion a pour valeur

$$\gamma = k_2 (A - B) C \left(1 - \frac{A + B}{2C}\right), \qquad (9)$$

où A et B sont les potentiels des quadrants fixes et C le potentiel de l'aiguille.

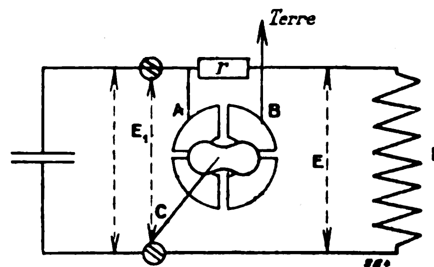


Fig. 3.

Si l'on intercale l'électromètre dans le circuit des courants instantanés à mesurer (fig. 3), B sera le potentiel de la terre et l'équation précédente devient en y faisant B = o

$$\gamma = k_2 A C \left(1 - \frac{A}{2C}\right).$$

En consultant la figure nous obtenons

$$A - B = ir = A,$$
$$C - B = E = C;$$

donc

$$\gamma = k_2 \mathrm{E} ir \left(1 - \frac{ir}{2\mathrm{E}}\right). \tag{10}$$

Si l'on choisit la résistance r de manière que la chute de potentiel entre ses bouts $e = ir$ soit petite par rapport à la chute de potentiel E de l'appareil à courant instantané, on a alors l'équation approchée

$$\gamma = k_2 \mathrm{E} ir,$$

d'où

$$\int \mathrm{E} idt = \int \frac{\gamma}{k_2 r} dt\,; \tag{11}$$

or d'après (3),

$$\int \gamma dt = \alpha \sqrt{c_1 \mathrm{K}}\,;$$

et d'après (6),

$$\sqrt{c_1 \mathrm{K}} = \frac{\pi}{\tau} c_1\,;$$

donc

$$\int \gamma dt = \alpha \frac{\pi}{\tau} c_1,$$

et par conséquent

$$\int \mathrm{E}\, idt = \frac{\pi c_1 \alpha}{k_2 r \tau} = c_2 \alpha. \tag{12}$$

Un électromètre de Thomson monté comme l'indique la figure 3 donnera donc, d'après la relation (12), le travail consommé par l'appareil à courant instantané.

Si l'on met le point A à la terre, alors

$$\mathrm{B} - \mathrm{A} = ir = \mathrm{B}$$
$$\mathrm{C} - \mathrm{A} = \mathrm{E}_1 = \mathrm{C}$$

En substituant ces valeurs dans (9) il vient

$$\gamma = k_2 ir \mathrm{E}_1 \left(1 - \frac{ir}{2\mathrm{E}_1}\right).$$

En tenant ensuite compte de ce que ir est petit par rapport à E_1 il vient ainsi

$$\int \mathrm{E}_1 idt = c_2 \alpha. \tag{12 bis}$$

En mettant à la terre le secteur A, la première impulsion de l'électromètre balistique à quadrants employé est donc proportionnelle au travail total du courant instantané.

Les formules (12) et (12 *bis*) nous montrent qu'elles donnent des valeurs nulles si la relation $\mathrm{E} >> ir$ est satisfaite.

Si au lieu d'employer un électromètre à quadrants de Thomson, l'on employait un électromètre de Curie, la conclusion précédente ne subsiste plus.

Dans le cas d'un électromètre de Curie la déviation a pour valeur

$$\gamma = k_3 (v_1 - v_2)(v_3 - v_4)$$

et si nous employons la disposition expérimentale de la figure 4 alors,

$$v_1 - v_2 = ir,$$
$$\mathrm{V}_3 - \mathrm{V}_4 = \mathrm{E}\,;$$

Par suite $\gamma = k_3 ri\mathrm{E}$ et en employant la même

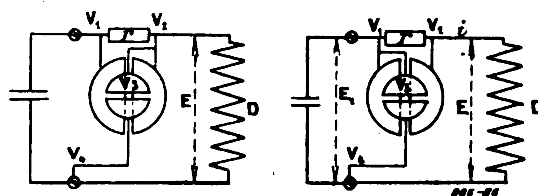


Fig. 4 et 4*a*.

suite de raisonnements que précédemment, on obtient l'équation exacte

$$\int \mathrm{E} idt = \frac{c_1 \pi}{k_3 r \tau} \cdot \alpha_0 = c_3 \alpha_0 \tag{13}$$

qui exprime que par l'emploi d'un électromètre de Curie la première impulsion obtenue est exactement proportionnelle au travail consommé par l'appareil qui utilise les courants instantanés.

Si enfin l'on emploie le montage dont la figure 4*a* nous donne le schéma, le calcul nous montre que

$$\int \mathrm{E}_1 idt = c_3 \alpha$$

c'est-à-dire que l'impulsion obtenue est exactement proportionnelle au travail total du courant instantané (Stromimpulse).

Remarques finales.

Les équations qui précèdent ont été obtenues en considérant un système *non amorti*, ce qui

est un *cas idéal*, qui même chez les appareils sans amortisseur particulier ne peut jamais être atteint. Pour rendre ces équations applicables aux cas qui se présentent dans la pratique il faut donc les affecter d'un coefficient qui tienne compte de l'amortissement.

Si γ désigne le rapport d'amortissement, on sait que l'impulsion obtenue dans un galvanomètre *sans amortisseur* est donnée par

$$\alpha \cong \alpha_0 \sqrt{\gamma}$$

où α_0 est l'impulsion correspondant à un rapport d'amortissement γ.

En tenant compte de cela, l'équation (7) devient

$$\int i^2 dt = c_2 . \alpha_0 \sqrt{\gamma}.$$

Pour avoir un instrument de haute sensibilité, il faudra donc que son amortissement soit

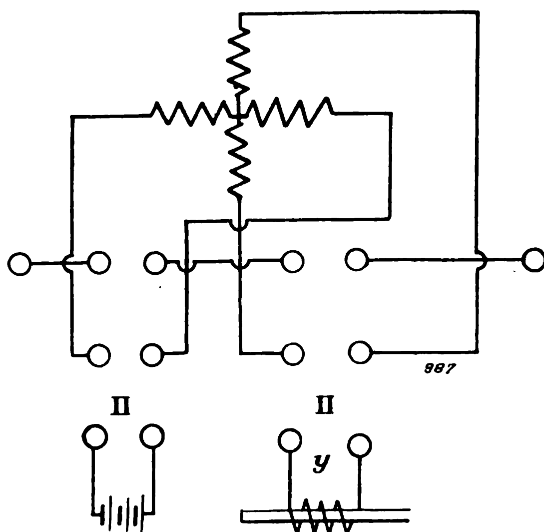


Fig. 5.

faible. Mais afin que cette dernière condition ne devienne pas un inconvénient à d'autres points de vue, on peut utiliser avec profit la disposition expérimentale indiquée par la figure 5. Une fois la mesure effectuée on amène le commutateur dans la position II et au moyen d'un courant lancé dans la bobine d'induction y, on ramène la bobine mobile de l'appareil au zéro. S'il n'est pas possible de ramener le système oscillant rigoureusement au repos, on peut néanmoins effectuer une nouvelle mesure, en lançant le courant instantané à mesurer au moment précis où le système oscillant passe par le zéro. On a alors, ainsi qu'il est facile de le démontrer,

$$\int i^2 dt = [\alpha_0 \pm \alpha_1] c \sqrt{\gamma}$$

où α_1 désigne l'impulsion que l'instrument possède juste avant que le courant à mesurer soit de nouveau envoyé dans l'appareil. Voici maintenant quelques méthodes pour l'étalonnage de l'appareil. On commence d'abord par déterminer par les procédés connus la constante de l'appareil en employant un courant continu et l'on mesure ensuite la période du système mobile. En introduisant ces valeurs dans les équations précédentes on obtient la valeur de la constante balistique de l'appareil.

Une autre méthode de beaucoup plus commode consiste dans l'emploi d'un condensateur dont on connaît la capacité C.

Le courant fourni par ce condensateur a pour expression

$$i = C \frac{de}{dt};$$

en multipliant par i et en intégrant il vient

$$\int e i dt = \frac{1}{2} C e^2$$

qui exprime le travail emmagasiné.

En déchargeant ce condensateur à travers une résistance r, ce travail se transforme en chaleur de Joule

$$\int e i dt = \frac{1}{2} C e^2 = \int i^2 r dt.$$

Si l'on intercale dans ce même circuit l'électrodynamomètre balistique à étalonner, il vient

$$\int i^2 dt = c\alpha = \frac{1}{2} C \frac{e^2}{r},$$

d'où

$$c = \frac{1}{2} \frac{C e^2}{r \alpha}.$$

Maintenant, au lieu d'envoyer le courant de décharge du condensateur à travers les deux bobines (fixe et mobile) de l'électrodynamomètre, on peut l'envoyer seulement à travers la bobine mobile, la bobine fixe étant parcourue

par un courant constant quelconque i_2. On a dans ce cas

$$\int i_1 i_2 dt = c\alpha,$$

d'où

$$c = \frac{i_2 \int i_1 dt}{\alpha};$$

or

$$\int i_1 dt = Q = Ce,$$

donc

$$c = \frac{i_2 Ce}{\alpha}.$$

Ce qui précède montre donc l'analogie étroite entre un appareil balistique de mesure de *travail* et un appareil de mesure d'énergie (wattmètre). En ce qui concerne la mesure du travail il n'y a que la première impulsion qui est à considérer, tandis que dans le cas d'un wattmètre, c'est la déviation constante (de régime permanent) qu'il faut considérer.

Il résulte donc de là que tous les montages ci-dessus cités seront encore appliquables aux wattmètres.

E. N.

TRACTION

Etude comparative sur l'emploi du courant alternatif monophasé et sur celui du courant continu pour la traction.

M. W.-A. Blank, ingénieur de l'*Arnold Electric Power Cie*, de Chicago, a lu aux réunions successives des 15 février et 8 mars des membres de l'American Institute of Engineer, sections de Cincinnati et de Chicago, un intéressant mémoire sur l'emploi comparatif du courant alternatif et du courant continu pour la traction électrique. Nous en résumons les points essentiels d'après *Street Railway Journal*, numéro du 12 mars 1904.

Il expose tout d'abord que la traction électrique, bien que d'une application déjà très répandue, prendrait encore une extension plus considérable grâce à l'emploi d'un système de courant permettant de réduire de façon notable les frais d'établissement et d'exploitation par kilomètre de voie. On a suggéré, dans cet ordre d'idées, l'emploi du moteur monophasé perfectionné comme pouvant donner la solution du problème en raison de la réduction considérable qu'il permettrait de réaliser sur le coût de la transmission.

Pour donner un exemple comparatif entre les deux systèmes : alternatif et continu, M. Blank prend pour base une ligne interurbaine, à voie unique, de 60 milles (96,54 km) de long, sur laquelle l'alimentation est faite par l'intermédiaire de sous-stations pour chacun des deux cas.

La station génératrice est supposée se trouver située au milieu de la ligne, et serait pourvue de 5 sous-stations : une à l'usine même, et les quatre autres réparties sur la ligne à des distances égales.

M. Blank fait observer que l'emploi du courant alternatif ne nécessiterait pas que les sous-stations fussent aussi rapprochées, mais il les retient néanmoins par égard pour la distribution par courant continu laquelle, comme on le sait, est d'autant plus avantageuse que les points d'alimentation sont nombreux.

Le service des trains comporterait :

1° 5 voitures à voyageurs partant à 1 heure d'intervalle ;

2° 1 voiture-express effectuant le voyage complet aller et retour en 3 heures ;

3° 1 voiture-fourgon, pour le transport des bagages et des marchandises, parcourant la distance entre les deux points terminus en 8 heures environ.

La quantité moyenne d'énergie nécessitée par les voitures des 3 catégories sera :

	Poids.	Vitesse par heure.	Watts-heure par km.	Kilowatts-heure consommés par voyage.	Energie moyenne consommée en kilowatts.
Voiture à voyageurs	30,4 t	40,2 km	49,9	144	60
Voiture express.	35,5 »	68,8 »	67,3	231	165
Voiture fourgon.	30,4 »	20,1 »	42,8	126	25

Sous ces conditions, la charge moyenne de chacune des sous-stations sera de 100 kilowatts, soit, pour les cinq 500 kilowatts, et la charge maximum pourra atteindre 450 kilowatts dans certains cas, lorsque, par exemple, l'express démarre sur une section où fonctionnent déjà

deux voitures à voyageurs. Pour le système à courant continu, chaque sous-station devra, pour répondre aux surcharges momentanées, être pourvue d'un convertisseur rotatif de 300 kilowatts, tandis que pour le système à courant alternatif, un transformateur statique de 200 kilowatts suffira largement à parer à ces éventualités.

Pour ce qui concerne la station génératrice, la charge maximum étant de 800 kilowatts, il suffira de la pourvoir de deux générateurs de 400 kilowatts chacun, ceci étant donné que, pour cette étude comparative, aucune réserve d'énergie n'est prévue pas plus à l'usine que dans les sous-stations. Toutefois, pour l'un comme pour l'autre des deux systèmes, des transformateurs à haute et à basse tension sont nécessaires pour la transmission de l'énergie. Afin d'éviter l'emploi d'un dispositif spécial de commutation, la sous-station de l'usine est pourvue d'un matériel analogue à celui des 4 autres bien qu'elle puisse être alimentée directement par les générateurs.

Ceci posé, M. Blank établit comme suit le coût relatif inhérent à chaque système pour l'exploitation de la ligne interurbaine, à voie unique, de 60 milles (96,5 km) de long :

	Courant continu. fr	Courant alternatif. fr
Station génératrice :		
Bâtiment	50 000	50 000
Fondations	12 500	12 500
Chaudières, installation	60 000	60 000
Tuyautage de vapeur, isolant calorifuge	37 500	37 500
Moteurs à vapeur	110 000	110 000
Générateurs électriques : 2 400 kilowatts	90 000	115 000
Excitatrices	5 000	5 000
Transformateurs à haute tension : 800 kilowatts	40 000	37 500
Tableau de distribution	17 500	15 000
Canalisation intérieure	15 000	12 500
Réchauffeur pour l'eau d'alimentation	4 000	4 000
Pompes	4 000	4 000
Chemins et conduites de fumée	10 000	10 000
Soutes à charbon	5 000	5 000
Economiseurs	15 000	15 000
Chargeurs pour chaudières	17 500	17 500
Divers	22 000	22 000
	515 000	532 500
Sous-station de l'usine :		
Bâtiment annexe	5 000	3 000
Convertisseur rotatif : 300 kilowatts	24 000	
Transformateurs : C. C. 300 kilowatts, C. A. 200 kilowatts	16 000	10 000
Tableau de distribution	10 000	6 500
Canalisation	5 000	2 500
Divers	3 000	1 000
Total	63 000	23 000
Transmission (40 milles = 77,2 km)		
Pylônes		
Cuivre	50 000	57 500
Isolateurs, tiges et supports	37 500	25 000
Pose	20 000	15 000
Divers	5 000	5 000
Total	112 500	102 500
Sous-station intermédiaire :		
Bâtiment	10 000	5 000
Convertisseur rotatif	24 000	
Tranformateur à basse tension	16 000	10 000
Tableau	10 000	6 500
Canalisation	5 000	2 500
Divers	2 500	1 000
Total	67 500	25 000
4 sous-stations	270 000	100 000
Ligne à trôlet et feeders :		
Pylônes, 3 500	87 500	87 500
» , répartition sur la ligne, érection	20 000	20 000
» , étayage, ancrage	10 000	10 000
» , bras de suspension du fil à trôlet	90 000	125 000
Cuivre : courant continu :		
Feeders 96,5 km; fil à trôlet 193 km	475 000	

	Courant continu. fr	Courant alternatif. fr
Cuivre : courant alternatif :		
Fil à trôlet		107 500
Isolement des feeders	10 000	
Pose	50 000	20 000
Divers	37 500	20 000
Total	780 000	390 000
Raccord électrique des rails :		
Raccords de deux rails	150 000	
» d'un seul rail		75 000
» d'entrevoie	10 000	5 000
Total	160 000	80 000
Matériel roulant :		
10 voitures à couloir pour passagers, pouvues chacune de		

4 moteurs et pesant environ 30,4 tonnes	375 000	425 000
2 voitures express, ayant chacune 4 moteurs et pesant environ 35,5 tonnes	90 000	102 500
2 voitures fourgons, munies chacune de 4 moteurs et pesant environ 30,4 tonnes . .	50 000	60 000
Chasse-neige et voiture pour réparation de la ligne aérienne.	35 000	42 500
Total	550 000	630 000

Récapitulation :

Station centrale	515 000	532 500
» Sous-station. .	63 000	23 000
Ligne de transmission	112 500	102 500
Sous-stations	270 000	100 000
Ligne à trôlet et feeders . . .	780 000	390 000
Raccords électriques des rails.	160 000	80 000
Matériel roulant	550 000	630 000
Total général .	2 450 500	1 858 000

Le coût d'installation par kilomètre revient donc :

Pour le courant continu à $\frac{2\,450\,000}{96,5} = 25\,393$ fr

» alternatif à $\frac{1\,858\,500}{95,5} = 19\,253$ »

Différence. . . . . 6 140 fr

Il résulte de ces données que le coût de l'installation à courant alternatif est en décroissance de 25 p. 100 sur le capital engagé pour le courant continu. Par contre, ce dernier système est en augmentation de 32 p. 100 sur le capital engagé pour le courant alternatif.

M. Blank termine ensuite son mémoire par quelques considérations sur ses données comparatives où la différence est la plus sensible et en examinant les divers types de matériel alternatif le plus apte, à l'heure actuelle, à obtenir les résultats qu'il fait entrevoir.

L. D.

DESCRIPTION DE BREVETS

Commande électrique d'ascenseur Waygood et Otis (1).

Le principe du dispositif consiste à faire exécuter à la cage d'un ascenseur électrique des arrêts en des points donnés, tant à la montée qu'à la descente, et sous des charges variables.

Le circuit de l'armature est indiqué, dans le diagramme (fig. 1), par les lignes grasses et comprend : le pôle + du commutateur principal S, le conducteur 24, le balai inférieur du commutateur inverseur A, l'armature B du moteur d'où il continue par 42, la résistance de démarrage C, les enroulements série du champ D, l'électro L, la résistance auxiliaire du champ D, le contact 25 qui commande un électro J, le conducteur 24, et aboutit, après avoir traversé l'électro de surcharge F, à la borne — du commutateur S.

Le commutateur A est formé de segments 17, 18, sur lesquels frottent des balais 19. Trois autres commutateurs G, H, I, montés sur le même axe que A, sont également pourvus chacun d'une paire de segments de contacts 20, 21, avec leurs balais respectifs 22, 23.

G est actionné en même temps que A et ferme un circuit allant du point 28, les balais 22, 23, le fil 29, et l'électro J au pôle — de S. Le circuit de l'armature se trouve de même complété par l'action de J sur le contact 25. La manœuvre de G a aussi pour but d'intercaler dans l'armature un shunt dont le circuit va du point 2, l'électro K, 33, 31, la résistance 50^a et l'armature en 32. L'excitation de K n'est que momentanée et lorsqu'il a fermé le contact en 33, un circuit s'établit par l'électro X et les balais de l'armature. De son côté, X commande un autre shunt de l'armature comprenant la résistance R et un enroulement extra B' du champ.

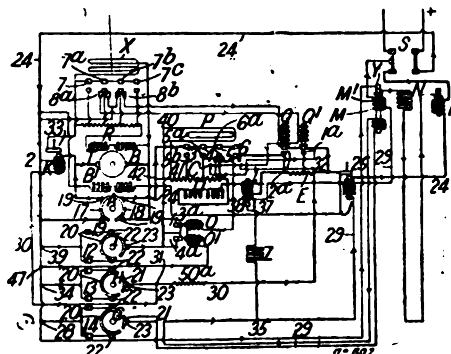


Fig. 1.

Le commutateur H est mis en mouvement immédiatement après G ; sa fonction est de créer un circuit en 34 par les balais 22, 23 pour couper l'électro K, et de mettre en jeu un électro-frein Z lequel est inclus dans un circuit comprenant 35, J et la résistance 37. Un shunt est établi entre cette dernière et l'armature en passant

(1) *The Illustrated official Journal* (Patents), n° 792, mars 1904.

par 38 et l'électro L. La résistance 37 est calculée pour que Z ne puisse agir sur le frein lorsque le contact 38 et le circuit de l'armature sont ouverts. Dès que le moteur a atteint sa vitesse normale, L est coupé et la résistance 37 se trouve intercalée dans le circuit du frein, lequel reste inactif néanmoins.

Le commutateur I qui entre en jeu à son tour ferme le circuit par 39, 40, le solénoïde P et 41. La puissance de P s'accroît proportionnellement à l'élévation du potentiel dans l'armature du moteur et sa fonction est d'actionner graduellement, l'un après l'autre, les contacts mobiles 3, 4, 5, 6, munis à cet effet de ressorts antagonistes de force variable, pour graduer la suppression de la résistance C du circuit de l'armature, les enroulements-série étant eux-mêmes coupés par le dernier contact 6.

L'enroulement des électros Q, Q', branchés dans le circuit principal, permet, lorsque J ferme le circuit de l'armature, d'obtenir une suppression graduelle de la résistance E en faveur de l'autre résistance C où le courant peut atteindre graduellement sa valeur maximum.

Les électros O, O', compris dans le circuit allant de 47 à 32, sont calibrés pour libérer les contacts 3^a, 4^a dès que le potentiel dépasse l'élévation normale, et introduire par ce fait une résistance dans le circuit du solénoïde P. Le conducteur 29, de G, est relié à un électro à double enroulement M lequel, outre le rôle qu'il remplit, commande les contacts d'un autre électro N qui ferme ou ouvre le commutateur S suivant qu'il est excité ou non. De l'enroulement 27, le conducteur 29 suit par l'électro J et forme l'enroulement contraire M' de M pour aboutir au commutateur S. Normalement l'électro M n'exerce aucune force, mais dès qu'une déperdition de courant se produit, soit à la terre, soit dans les circuits de manœuvre, l'un de ses enroulements, en perdant de sa force, fait rompre l'équilibre des actions inverses des deux enroulements et permet à l'autre d'attirer son armature pour débloquer les contacts Y et, de ce fait, couper l'électro N. La même action se produit sur ce dernier quand le courant est excessif par le jeu d'un électro de surcharge F.

La manœuvre, énumérée ci-dessus, des commutateurs, et le jeu des électros s'effectuent dans l'ordre inverse en stoppant le moteur et aussi lorsque la cage est prêt d'atteindre un de ses points d'arrêt. Les contacts 12, 13, 14, des commutateurs I, II, G, se séparent successivement, soit automatiquement, soit en les manœuvrant à la main, pour ralentir le moteur. Quand le contact 5 est fermé, l'autre correspondant 5^a s'ouvre pour introduire une résistance 5^b dans le circuit des électros Q, Q' afin d'éviter que ceux-ci ne fassent une dépense exagérée de courant.

La séparation du contact 6^a provoque la mise hors circuit des électros O, O'. Par contre, l'ouverture de 13 ramène K dans le circuit, ferme 33 et excite l'électro X dont le jeu intercale la résistance R en shunt entre les bornes de l'armature, soit la résistance seule, soit celle-ci combinée avec l'enroulement extra T du champ pour ralentir le moteur.

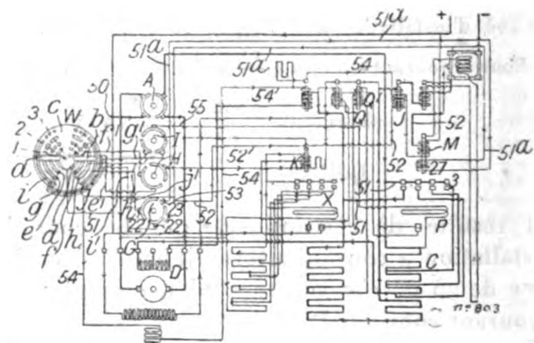


Fig. 2.

L'action de X varie avec la vitesse de l'armature et sa fonction consiste aussi à supprimer la résistance R graduellement, suivant la charge, par le jeu des contacts 7, 7^a, 7^b, 7^c. Les contacts 8^a, 8^b s'ouvrent en même temps que leurs correspondants 7^a, 7^b se ferment, coupant les électros Q, Q^1, et les contacts 2^a, 1^a, se séparent également pour intercaler tout ou partie de la résistance E en série dans le circuit de l'armature.

Lorsque la cage descend sous charge, l'armature fait office de générateur et l'introduction de la résistance C tend à augmenter sa vitesse. L'arrêt du moteur est provoqué par le jeu de l'électro X agissant sur la résistance E pour amener d'abord son ralentissement. Ensuite, l'ouverture de 14 débloque l'électro J et, du même coup, sépare les contacts 25 qui coupent le circuit de l'armature.

Les connexions, pour le démarrage et l'arrêt

automatique du moteur, sont établies comme l'indique le diagramme (fig. 2).

A cet effet, les circuits des commutateurs G, H, I, sont commandés par un autre commutateur spécial W, lequel est composé d'un disque isolé pourvu de contacts fixes disposés en segments concentriques sur lesquels se meuvent des contacts mobiles *a*, *b*. Les segments du milieu sont reliés électriquement entre eux et avec le conducteur 51; les segments *e*, *f* sont également réliés par les fils e^1, f^1 et avec H; de même, *g*, *h* sont connectés par g^1, h^1 et avec I; et enfin les derniers segments *i*, *j* communiquent par i^1, j^1, et avec G.

Dans la position qu'il occupe sur la figure, W indique que la cage se trouve dans une position intermédiaire. Pour le démarrage, on déplace les commutateurs A, G, H, I sur la droite, par exemple, et le circuit de l'armature se trouve fermé comme précédemment. En effet, quand G arrive au contact des balais 22, 23, un circuit se trouve complété de 50 par le fil 51, *d*, *a*, *i*, le balai 22 de G, ce dernier, 51^a, l'enroulement 27 de M et le point 53 où le circuit se sépare pour aller, d'une part au pôle — par le fil 52 et, d'autre part, à l'électro J qui ferme le circuit de l'armature. Quand H est lui-même clos, le courant suit par les contacts *d*, *a*, *e*, le fil e^1, 22 l'électro K et le pôle —. Le déplacement de I met en circuit, par W, g^1, 55, le solénoïde P qui coupe la résistance C et les enroulements série D, du champ, dès que la vitesse du moteur s'accroît.

Pour provoquer l'arrêt de la cage, les contacts *a*, *b* sont amenés automatiquement aux positions 1, 2, 3, afin de couper le solénoïde P, exciter les électros K, X, Q, Q^1 et, finalement supprimer J pour couper le circuit de l'armature.

Dans la disposition (fig. 3), le moteur B est commandé par un commutateur C^1, que l'on manœuvre de la cage même ou à distance, et qui agit sur les circuits par l'intermédiaire de W^1. Deux solénoïdes P^1, P^2 commandent la résistance C, de l'armature, et les électros U, V actionnent un commutateur-inverseur A^1. L'arrêt de la cage à l'endroit voulu s'obtient à l'aide du commutateur W^1.

Du pôle +, le courant est amené en A^1 dont les contacts *k*, *l*, *m*, *n* sont disposés de telle façon que le jeu des noyaux *p*, *o* des solenoïdes V, U, ferme *m*, *l* sans agir sur *k*, *n*, qui restent ouverts. Le circuit de l'armature est ainsi complété par 65, S^1 et le pôle —.

Les contacts 68, de W^1 sont connectés aux électros U, V; ceux 69, 69^a sont reliés aux contacts intérieurs *s*, s^1 de C^1. Les touches extérieures de la paire de contacts 70, 70^a sont inter-connectées, les touches intérieures étant reliées à chacune des bornes de A^1; l'autre paire 71, 71^a est disposée de la même façon mais avec C^1.

Pour mettre le moteur en marche, on déplace le levier *q* de C^1, par exemple, vers la gauche,

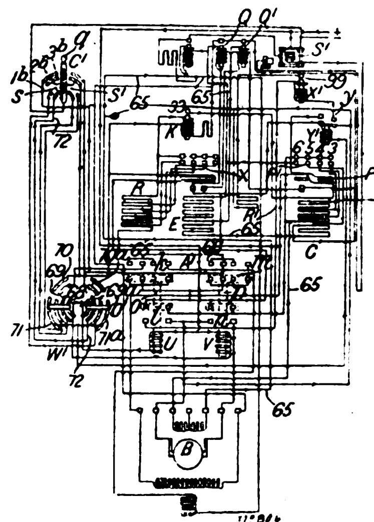


Fig. 3.

sur la position 2^b; un circuit s'établit de ce fait de 66 au pôle + par V, b^1 de W^1, le fil 72, C^1 et le pôle —. L'électro V ferme le commutateur-inverseur et, en même temps, les circuits de l'armature et du champ du moteur.

En amenant le levier *q* à la position 1^b, l'électro Y^1 est excité et complète le circuit du solénoïde P^2; l'autre solénoïde P^1 entre également en jeu de même que les contacts 3, 4, 5, 6, dont la fermeture met en court-circuit la résistance C et les enroulements série du champ. Les électros Q, Q^1 sont excités en même temps pour supprimer l'autre résistance E.

L'arrêt du moteur s'obtient par la rupture, dans l'ordre inverse, des circuits et lorsque le levier *q* atteint la position 3^b, K, devenu actif, agit sur les contacts 33 pour introduire la résistance R en shunt aux bornes de l'armature et exciter l'électro X. Le dispositif est complété

par un autre électro X', que commande le contact y de Y', et dont la fonction consiste, en agissant sur le contact 99, à intercaler entre les bornes de l'armature une autre résistance R' qui a pour but de prévenir et d'écarter toute perturbation dans les circuits par suite d'une élévation excessive et momentanée de la vitesse du moteur. L. D.

Système E.-A. Carolan pour la commande simultanée des moteurs d'un train de voitures motrices. *The Illustrated Official Journal (Patents)*, 13 avril 1904, n° 796.

La manœuvre des contacts pour les diverses phases de fonctionnement des moteurs d'un train de voitures-motrices s'exécute à l'aide d'un contrôleur unique qui n'est autre qu'une valve

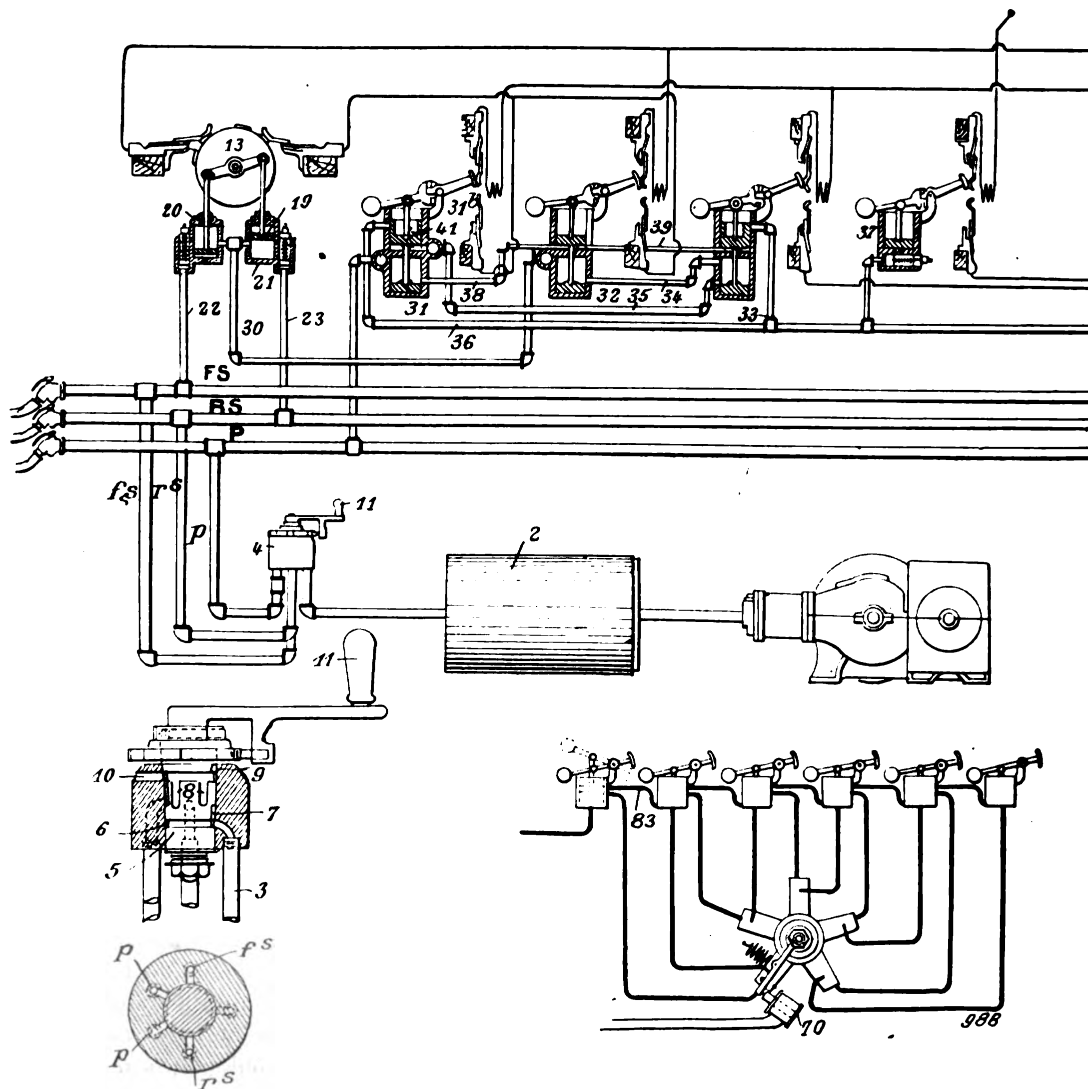


Fig. 1 à 4.

adaptée à la répartition d'un fluide tel que l'air comprimé, par exemple.

Les appareils sont déposés comme en figure 1. L'air comprimé, venant du réservoir 2 qu'alimente un compresseur, est envoyé, par le jeu de la valve H, dans l'une ou l'autre des conduites FS, RS, reliées chacune à un cylindre 20, 21, par les branchements 22, 23, pour actionner un commutateur-inverseur 13 pour la marche en avant ou en arrière, suivant le cas. En même temps, l'un des pistons de manœuvre de ce commutateur, 19, par exemple, en s'éle-

vant découvre une ouverture par où l'air gagne, par 30, les cylindres inférieurs 32, 33 des commutateurs de marche en parallèle, et le cylindre supérieur 31 du commutateur de marche en série qui sont reliés d'autre part par des branchements 30, 34 et 45 Ces commutateurs sont articulés sur une tige commune à deux pistons montés en tandem dans chaque cylindre ; le piston supérieur servant à établir les connexions, le piston inférieur à les rompre.

Lorsque le piston 31^b, de 31, s'élève, il démasque l'ouverture d'un branchement 36 par où l'air vient actionner le piston 37 du commutateur du trôlet et de ceux des résistances. Ces dernières sont mises en jeu successivement à l'aide du dispositif représenté en figure 2. Les cylindres de tous les commutateurs sont reliés à une valve commune dont le robinet de commande est actionné par un électro 70 qui attire son armature chaque fois que le courant devient excessif et met, par suite, à ce moment une résistance dans le circuit. On peut aussi, en envoyant l'air par la conduite directe 83 intercaler ou supprimer d'un seul coup toutes les résistances.

Le cylindre inférieur 31 du commutateur de marche en série communique avec la conduite mise en parallèle P ainsi qu'avec les cylindres supérieurs des commutateurs 32, 33 par l'intermédiaire des branchements 38, 39. Cette disposition ayant pour but, lorsqu'à l'aide de la poignée 11 on manœuvre la valve 4, de fermer les circuits voulus pour la marche en parallèle. Le rappel des pistons à leur position primitive s'exécute très rapidement par suite de l'ouverture de valves d'éjections à grand diamètre 41. L'air renfermé dans les cylindres 20, 21, s'échappe à l'air libre par le jeu de soupapes à ressort qui s'ouvrent dès que la pression dans les conduites 22, 23 est réduite.

Le contrôleur principal de marche des moteurs (fig. 3 et 4) se compose d'un robinet pourvu extérieurement de cannelures pour livrer passage au fluide : l'une d'elles, 6, est circulaire et en communication constante avec le réservoir ; une autre 9 sert à l'échappement par 10 ; et enfin, deux autres cannelures, disposées dans le sens longitudinal, servent à établir les communications voulues avec les conduites P, P, RS, FS. Le robinet en question est manœuvré à l'aide d'une poignée 11 qu'un verrou à ressort permet d'immobiliser dans l'une quelconque des différentes positions de marche. L. D.

Commutateur de démarrage H. Pieper. *The Illustrated Official Journal (Patents)*, 7 avril 1904, n° 795.

Les deux poignées de manœuvre C, D, (fig. 1 et 2) pivotant autour d'un axe commun Y, sont accouplées par un ressort G, (fig. 2) dont l'effort tend à les maintenir séparées l'une de l'autre dans la position « ouvert », et en contact avec des butées F. L'une d'elles, C, porte à son extrémité un électro K, et l'autre, D, une armature T. Lorsque cette dernière poignée est poussée jusqu'à ce que son armature vienne au contact des pôles L', de l'électro K, de C, un ressort isolé U établit les connexions entre une touche de contact semi-circulaire E et un

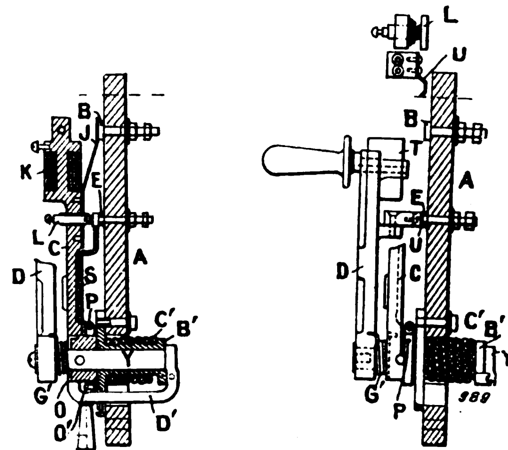


Fig. 1 et 2.

plot isolé L de la poignée C et complète le circuit extérieur par l'électro K. Le courant passe des bornes extérieures H^1 dans un électro C^1, constitué par l'axe Y, et suit par C, K, L, U et la bande E où il se sépare sur deux dérivations : l'une est constituée par deux résistances dont une connectée aux contacts B de l'armature du moteur (fig. 3), et l'autre formant point terminus ; l'autre dérivation est formée par E, G et un shunt qui, quand il s'agit d'un moteur enroulé en shunt, est constitué par l'enroulement même du champ de ce moteur.

Les poignées C, D sont ensuite manœuvrées simultanément pour amener le balai J sur les plots B afin de couper la résistance et de mettre L en contact avec E.

Si l'intensité du courant devient excessive, l'électro C′ de l'axe Y devient actif et attire une armature mobile à pivot, D, qui vient presser sur un ressort O′ jusqu'à l'amener au contact d'une bague isolée P de O à seule fin de couper

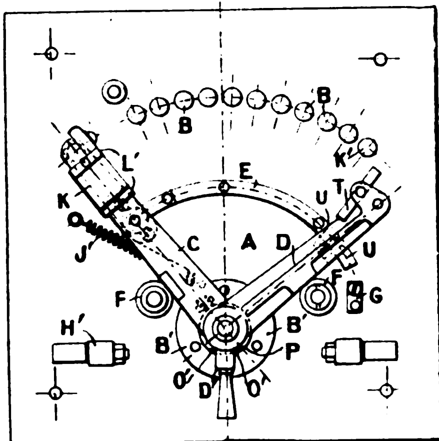


Fig. 3.

l'électro K ; le courant shunt circule du support B′ par D′, le conducteur S, jusqu'au contact L. Par suite, l'action de l'électro K étant supprimée, le ressort G en se détendant, sépare l'armature T de L′ et ramène la poignée à sa position primitive de « ouvert ». Une action analogue a lieu dans le cas où le voltage devient insuffisant.

Le réglage de ces manœuvres automatiques pour des limites données d'intensité et de tension s'effectue à l'aide de vis dont le jeu fait varier le champ d'attraction entre les parties O′, D′ et L′, T des électros et de leurs armatures. L. D.

Indicateur électrique J.-L. Hall, de la différence de vitesse entre deux machines motrices de navire. *The Illustrated Official Journal (Patents)*, 30 mars 1904.

Le système comporte en principe deux sources de courants alternatifs alimentant chacune un moteur synchrone actionnant un groupe de tachymètres.

La disposition adoptée est celle représentée en figure 1. On peut, pour le fonctionnement de l'appareil, utiliser des courants polyphasés par application directe, mais l'inventeur leur préfère le courant continu que des résistances variables 3, transforment en courant alternatif.

Chacune de ces résistances est alimentée en courant continu par les conducteurs extérieurs 4, 4^a, et comprend deux anneaux concentriques 5, 5^a isolés, formant prise de courant à deux balais d'un commutateur mobile autour d'un axe, lequel est mû par une transmission commandée en 1, 2, par les arbres de couche des deux hélices ; le même commutateur porte à chacune de ses extrémités un autre balai 6, 6^a relié, d'une part, au balai intérieur et, d'autre part, avec une série de contacts circulaires qu'il touche au passage afin de créer une variation ininterrompue du courant entre la source

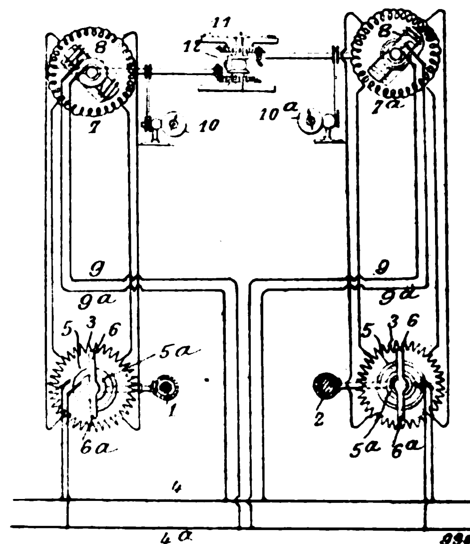


Fig. 1.

et les circuits polyphasés. Le courant alternatif qui se développe par suite dans ces derniers est amené à deux moteurs synchrones 8, 8, constitués chacun par un enroulement fermé 7, 7^a dans lequel le courant alternatif donne naissance à un champ tournant : les armatures 8, 8 sont excitées directement par le courant continu amené par les fils 9, 9^a, branchés sur la conduite extérieure. L'axe de chacun des moteurs actionne deux arbres de commande des tachymètres 10, lesquels indiquent la vitesse initiale de chaque motrice d'hélice ; la différence de vitesse entre ces dernières est indiquée par l'index 11 actionné également par les moteurs par l'intermédiaire de l'engrenage 12. L. D.

Le Gérant : Ch. COINTE.

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

ÉTUDE DE LA PROPAGATION DU COURANT EN PÉRIODE VARIABLE

SUR UNE LIGNE MUNIE DE RÉCEPTEUR (*suite*) [1]

RETOUR A LA SOLUTION GÉNÉRALE. — Dans le cas général, on a manifestement :

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau f(\tau)\, F(x, t - \tau)$$

Nous en déduisons :

$$i = \frac{d\Phi}{dt} = \int d\tau f \frac{dF}{dt} = -\int d\tau f \frac{dF}{d\tau}$$

Supposons un signal simple de durée ε, de sorte que $f = 0$ sauf quand x est compris entre 0 et ε, et $f = 1$ pour $0 < x < \varepsilon$. Il vient alors :

$$i = -\int_0^{\varepsilon} d\tau \frac{dF}{d\tau} = F(x, t) - F(x, t - \varepsilon)$$

Il est aisé de voir comment varie i :

Pour $t < x$ on a $i = 0$.

Pour $x < t < x + \varepsilon$, on a $i = \frac{e^{-t}}{2} J_0\left(\sqrt{x^2 - t^2}\right)$, c'est l'*intensité utile*.

Pour $t > x + \varepsilon$, on a :

$$i = \frac{e^{-t}}{2} J_0 \sqrt{x^2 - t^2} - \frac{e^{-t-\varepsilon}}{2} J_0 \sqrt{x^2 - (t - \varepsilon)^2}$$

(1) Voir les numéros 30 et 31 des 23 et 30 juillet 1904.

c'est l'*intensité nuisible;* ou sensiblement :

$$i = \varepsilon \frac{dF}{dt}$$

ou pour t grand, x fini :

$$i = \frac{-\varepsilon}{4\sqrt{2\pi}} \frac{1}{t\sqrt{t}}$$

formule qui montre avec quelle lenteur décroît l'intensité nuisible.

Supposons maintenant x très grand, on aura pour l'intensité utile maximum :

$$i = \frac{e^{-x}}{2}$$

Soit $u = k\,x^2$, k étant fini ; on aura sensiblement :

$$\frac{d \log F}{dt} = \frac{d \log F}{du} = \frac{1}{2k^2x^2}\left(\frac{1}{k^2} - 1\right)F = \frac{e^{-\frac{1}{2k^2}}}{2\sqrt{2\pi x}}$$

et pour l'intensité nuisible :

$$\frac{-e^{-\frac{1}{2k^2}}}{2\sqrt{2\pi}} \quad \frac{\varepsilon}{x^3}$$

Le rapport de l'intensité nuisible à l'intensité utile est donc proportionnelle à

$$\frac{\varepsilon\, e^x}{x^3}$$

Nous voyons que $\frac{e^x}{x^3}$ croît avec x, c'est-à-dire avec la distance ; en revanche notre rapport est proportionnel à ε, *d'où l'avantage des signaux courts.*

Nous pouvons supposer un signal double, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} f &= 0 \text{ de } -\infty \text{ à } 0 \\ f &= 1 \text{ de } 0 \text{ à } \varepsilon \\ f &= -1 \text{ de } \varepsilon \text{ à } 2\varepsilon \\ f &= 0 \text{ de } 2\varepsilon \text{ à } +\infty \end{aligned}$$

On en déduit :

$$i = -\int_0^{\varepsilon} d\tau \frac{dF}{dt} + \int_{\varepsilon}^{2\varepsilon} d\tau \frac{dF}{d\tau} = F(x, t) - 2F(x, t-\varepsilon) + F(x, t-2\varepsilon)$$

De $t = x$ à $t = x + \varepsilon$, on a :

$$i = F(x, t) \text{ (intensité utile)}$$

De $t = x + 2\varepsilon$ à $t = \infty$, on a :

$$i = 2\varepsilon^2 \frac{d^2F}{dt^2} \text{ (intensité nuisible)}$$

On voit que pour t très grand, x fini, l'intensité nuisible décroît non plus comme $t^{-\frac{3}{2}}$ mais comme $t^{-\frac{5}{2}}$.

Pour x très grand, $\frac{u}{x^2}$ fini, l'intensité utile est proportionnelle à e^{-x}, l'intensité nuisible

à $\frac{\varepsilon^2}{x^6}$, ce qui montre que le rapport est plus favorable que dans le cas précédent, surtout pour des signaux très courts.

Effet des réflexions. — Supposons maintenant que la ligne toujours indéfinie dans un sens, soit limitée dans l'autre sens. Nous pouvons supposer soit que l'extrémité est isolée, soit qu'elle est à la terre.

Dans le premier cas, on devra avoir à l'extrémité une intensité nulle, c'est-à-dire :

$$\frac{d\Phi}{dt} = 0$$

ou puisque nous partons du repos :

$$\Phi = 0$$

Dans le deuxième cas, on devra avoir à l'extrémité un potentiel nul, c'est-à-dire :

$$\frac{d\Phi}{dx} = 0$$

Supposons que dans le cas de la ligne indéfinie, on ait $\Phi = f(x)$, pour $x > 0$ et $\Phi = f(-x)$ pour $x < 0$. Soit maintenant l la longueur de la ligne depuis la pile jusqu'à l'extrémité. Si cette extrémité est isolée, on devra avoir $\Phi = 0$ pour $x = l$. Nous satisferons à cette condition, en prenant :

$$\Phi = f(x) - f(2l - x)$$

Si l'extrémité est à la terre, on doit avoir $\frac{d\Phi}{dx} = 0$ pour $x = l$. Nous satisferons à cette condition en prenant :

$$\Phi = f(x) + f(2l - x)$$

Dans chacune de ces deux formules, le premier terme $f(x)$ représente l'onde directe, et le second terme l'onde réfléchie. Mais on voit que les conditions sont très différentes dans les deux cas.

Tout se passe comme si la ligne était indéfinie, mais pourvue de deux piles, l'une placée en $x = 0$, l'autre en $x = 2l$. Seulement dans le premier cas, les forces électromotrices des deux piles sont égales et de signe contraire ; dans le deuxième cas, elles sont égales et de même signe.

Lignes fermées. — Supposons maintenant une ligne fermée sur elle-même de longueur $2l$; elle se comportera évidemment comme une ligne indéfinie sur laquelle seraient placées des piles de même force électromotrice, aux points :

$$x = 0,\ x = 2l,\ x = 4l, \ldots\ldots$$
$$,\ x = -2l,\ x = -2l, \ldots\ldots$$

Si donc on a trouvé pour une ligne indéfinie

$$\Phi = f(x)$$

on aura pour une ligne fermée :

$$\Phi = \Sigma f(\,|\,x - 2nl\,|\,),\ n = -\infty, \ldots, -1, 0, 1, 2, \ldots, +\infty$$

Remarquons que dans la série du deuxième membre, il n'y a jamais à envisager qu'un nombre fini de termes puisque ceux pour lesquels

$$| x - 2nl | > t$$

sont tous nuls. Ces termes décroissent d'ailleurs très rapidement.

Réflexions multiples. — Supposons maintenant une ligne limitée dans les deux sens ; supposons par exemple qu'en $x = a$ et en $x = b$, elle soit mise à la terre.

Alors tout se passera comme si nous avions une série de piles, qui auraient à chaque instant même force électromotrice et qui seraient placées aux points :

$$x = 0,\ x = 2a,\ x = -2b,\ x = 2n\ (a + b),\ x = 2\ (n + 1)\ a + 2nb$$

n étant un entier quelconque positif ou négatif. On aura donc :

$$\Phi = \Sigma f (| x - 2n\ (a + b |) + \Sigma f (| x - 2\ (n + 1)\ a + 2nb |)$$

On vérifie en effet que l'on a $\frac{d\Phi}{dx} = 0$ pour $x = a$ et pour $x = b$.

Il est aisé de voir comment on devrait modifier la formule, si l'une des extrémités, ou toutes deux étaient isolées au lieu d'être à la terre.

Cas du récepteur. — Supposons maintenant une ligne indéfinie dans les deux sens, mais imaginons qu'on ait placé en $x = a$ un récepteur. Nous nous bornerons d'abord à assimiler ce récepteur à une self-induction accompagnée d'une résistance et d'une capacité.

Mais au sujet de cette capacité on doit distinguer deux cas :

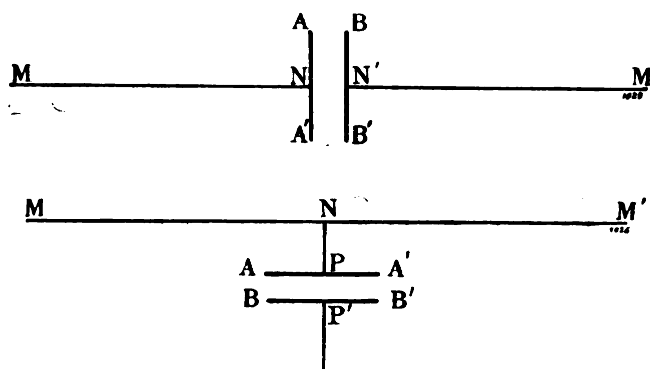


Fig. 1.

Ou bien tout se passe comme si la ligne MM' était interrompue en NN' par un condensateur dont les deux armatures seraient AA' et BB'. Ce sont *les capacités de la première sorte*, comme sur la premières des figures ci-dessus,
ou bien tout se passe comme si la ligne portait en N une dérivation allant au plateau AA' d'un condensateur dont l'autre armature BB' est à la terre. Ce sont les *capacités de la seconde sorte*.

Dans tous les cas le récepteur introduit une discontinuité ; mais si la capacité est de la première sorte, l'intensité du courant $\frac{d\Phi}{dt}$ et par conséquent Φ reste une fonction continue de x pour $x = a$; car la quantité d'électricité positive amenée au plateau AA' par le fil MN,

est égale à la quantité d'électricité *négative* amenée au plateau BB′ par le fil M′N′, puisque les charges des deux plateaux doivent rester égales et de signe contraire. En revanche il y a en a une force électromotrice de sorte que $\frac{d\Phi}{dx}$ n'est pas continue.

Si au contraire on a des capacités de la seconde sorte, la fonction Φ est également discontinue.

Bornons-nous d'abord au cas où il n'y a que des capacités de la première sorte. Soit L la self-induction du récepteur, R sa résistance, $\frac{1}{A}$ sa capacité. Les forces électromotrices dues à la self-induction et à la résistance seront :

$$-L\frac{di}{dt} = -L\frac{d^2\Phi}{dt^2} \qquad -Ri = -R\frac{d\Phi}{dt}$$

L'intensité $\frac{d\Phi}{dt}$ étant la dérivée de la charge du condensateur AA′BB′, cette charge sera Φ et la force électromotrice correspondante sera $-A\Phi$; de sorte que la force totale sera :

$$-L\frac{d^2\Phi}{dt^2} - R\frac{d\Phi}{dt} - A\Phi$$

Donc pour $x = a$, la dérivée $\frac{d\Phi}{dx}$ sera discontinue de telle façon que si l'on pose :

$$S = \frac{d\Phi}{dx}(x = a + \varepsilon) - \frac{d\Phi}{dx}(x = a = \varepsilon)$$

on ait

$$S = -L\frac{d^2\Phi}{dt^2} - R\frac{d\Phi}{dt} - A\Phi$$

On a d'ailleurs pour $x = 0$

$$\frac{d\Phi}{dx}(x = \varepsilon) - \frac{d\Phi}{dx}(x = -\varepsilon) = E = f(t)$$

Partout ailleurs $\frac{d\Phi}{dx}$ est continue.

Solution isochrone. — Suivant la même marche que plus haut, faisons d'abord $f(t) = e^{iqt}$. Soit encore :

$$p^2 = q^2 - 2iq$$

On aura :

pour $x < 0$

$$\Phi = Ae^{i(qt - px)}$$

pour $0 < x < a$

$$\Phi = Be^{i(qt + px)} + Ce^{i(qt - px)}$$

pour $x > a$

$$\Phi = De^{i(qt + px)}$$

Pour $x = 0$, Φ est continu, ce qui donne :

$$A = B + C \qquad (1)$$

$\frac{d\Phi}{dx}$ subit un saut brusque égal à e^{iqt}, ce qui donne :

$$\text{B}ip - \text{C}ip = -\text{A}ip + 1 \tag{2}$$

De ces deux équations on tire $\text{B} = \frac{1}{2ip}$.

Pour $x = a$, Φ est continu ce qui donne :

$$\text{B}e^{ipa} + \text{C}e^{-ipa} = \text{D}e^{ipa} \tag{3}$$

Pour $x = a$, $\frac{d\Phi}{dx}$ subit un saut brusque égal à $\delta = +\text{Q}\Phi$, où :

$$\text{Q} = \text{L}q^2 - \text{R}iq - \text{A}.$$

On a donc :

$$\text{B}ipe^{ipa} - \text{C}ipe^{-ipa} = \text{D}ipe^{ipa} - \text{QD}e^{ipa} \tag{4}$$

De (3) et (4) on tire :

$$2\text{B}ip = \text{D}\,(2ip - \text{Q})$$

d'où :

$$\text{D} = \frac{1}{2ip - \text{Q}}$$

de sorte que l'on a pour $x = a$, c'est-à-dire au récepteur :

$$\Phi = \frac{e^{i(qt + pa)}}{2ip - \text{Q}}$$

Solution générale. — Soit comme plus haut :

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \theta(q)\, e^{iqt}\, dq, \qquad \theta(q) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) e^{-iq\tau}\, d\tau$$

On trouvera toujours par le même calcul :

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} \theta(q)\, \frac{e^{i(qt - q\tau + pa)}}{2ip - \text{Q}}\, dq = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau)\, d\tau \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dq}{2\pi}\, \frac{e^{i(qt + q\tau + pa)}}{2ip - \text{Q}} \right]$$

Ebranlement élémentaire. — Ce que nous avons appelé l'ébranlement élémentaire est alors représenté par l'intégrale :

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dq}{d\pi}\, \frac{e^{i(qt + pa)}}{2ip - \text{Q}}$$

On raisonnera sur cette intégrale tout à fait comme plus haut; si $t < a$, au lieu d'intégrer le long de la droite CMD (voir fig. 1) on pourra intégrer le long du contour fermé CMDN; on vérifierait qu'il n'y a pas de point singulier à l'intérieur du contour; cette vérification est inutile, nous sommes certains qu'elle est nulle, parce que rien ne saurait se passer dans le récepteur avant que la perturbation l'ait atteinte.

Si $t > a$, on pourra intégrer le long du contour CMDP ou le long du cercle CNDP.

Pour transformer cette intégrale posons : $u^2 = a^2 - t^2$

$$(q - i)\, t + pa = \rho u$$
$$pt + (q - i)\, a = \mu u$$

d'où :

$$\rho^2 - \mu^2 = p^2 - (q-i)^2 = +1; \qquad \frac{dp}{q-i} = \frac{dq}{p} = \frac{d\rho}{\mu} = \frac{d\mu}{\rho}$$

Soit :

$$\rho + \mu = \xi, \ \rho - \mu = \frac{1}{\xi}, \ 2\rho = \xi + \frac{1}{\xi}, \ \frac{dq}{p} = \frac{d\xi}{\xi}$$

d'où notre intégrale :

$$\Phi = e^{-t} \int \frac{e^{i\frac{u}{2}\left(\xi + \frac{1}{\xi}\right)} p\,d\xi}{\xi\,(2ip - Q)}$$

Il est clair que

$$R = \frac{p}{\xi\,(2ip - Q)}$$

est une fonction rationnelle de ξ, puisque p et q sont des fonctions rationnelles de ξ et que Q est un polynôme entier en q.

Pour $\xi = \infty$, on a $\rho = \mu$, c'est-à-dire $q - i = p$; c'est-à-dire que p et q sont très grands et sensiblement égaux, et comme Q est du second degré en q on aura $R = 0$, ce qui veut dire que R est décomposable en éléments simples sous la forme :

$$R = \sum \frac{A}{\xi - \alpha}$$

d'où

$$\Phi = e^{-t} \sum A \int \frac{e^{i\frac{u}{2}\left(\xi + \frac{1}{\xi}\right)} d\xi}{\xi - \alpha}$$

Quel est le contour d'intégration ? Quand q décrit le cercle CNDP, le point ξ décrit un cercle très petit autour de la valeur de ξ qui correspond à $p = -q = \infty$, c'est-à-dire autour de l'origine.

Or si nous envisageons l'intégrale :

$$\int \frac{e^{i\frac{u}{2}\left(\xi + \frac{1}{\xi}\right)} d\xi}{\xi^n}$$

prise le long du même contour, nous reconnaissons une des fonctions de Bessel. C'est à un facteur constant près la fonction $J_{n-1}(u)$; ce facteur constant est d'ailleurs $2\pi i^{n-1}$, or :

$$\int \frac{e^{i\frac{u}{2}\left(\xi + \frac{1}{\xi}\right)} d\xi}{\xi - \alpha} = \sum \frac{1}{\alpha^{n+1}} \int \xi^n e^{i\frac{u}{2}\left(\xi + \frac{1}{\xi}\right)} d\xi$$

d'où (en se rappelant que $J_{-n} = \pm J_n$,

$$\int \frac{e^{i\frac{u}{2}\left(\xi + \frac{1}{\xi}\right)} d\xi}{\xi - \alpha} = \sum \frac{\pm 2\pi}{\alpha^{n+1}} i^{(n-1)} J_{n-1}(u)$$

Cette série est convergente pour toutes les valeurs de u et de α.

Pour les propriétés des fonctions de Bessel, on pourra se reporter en particulier au chapitre XII du tome I de la « Mécanique céleste de Tisserand ».

Mais ce dont nous avons besoin, c'est de voir ce que deviennent ces intégrales quand t et a sont très grands, et d'en déduire une expression asymptotique qu'on puisse utiliser dans la discussion de la même façon que l'expression analogue des fonctions de Bessel :

Et d'abord, vers quelle limite tend α quand t et a croissent indéfiniment :

Les points singuliers de notre intégrale sont donnés par les deux équations du second degré :

$$\begin{aligned} q^2 - 2ip &= p^2 \\ 2ip &= Q. \end{aligned} \qquad \text{(A)}$$

Les valeurs correspondantes de α seront donc données par :

$$u\alpha = (q - i + p)\ (t + a)$$

où q et p sont définis par les deux équations précédentes (A) et sont par conséquent des constantes numériques.

Comme $u = \sqrt{a^2 - t^2}$, on voit que α dépend seulement du rapport $\frac{t}{a}$. Quand t et a tendent vers l'∞ de façon que leur rapport soit constant, α demeurera donc constant. Quand on suppose que le rapport $\frac{t}{a}$ est très grand, il vient :

$$i\alpha = q - i + p, \text{ [on trouve } \alpha = \infty \text{ si ce rapport est égal à 1]}$$

Prenons donc l'intégrale

$$\int \frac{e^{\frac{iu}{2}\left(\xi + \frac{1}{\xi}\right)} d\xi}{\xi - \alpha}$$

où α est constant et cherchons sa valeur pour u très grand.

Pour cela construisons dans le plan des ξ les courbes

$$\text{partie réelle de } \xi \frac{1}{\xi} = \text{const.}$$

Si nous appelons ρ le module et ω l'argument de ξ, ces courbes en coordonnées polaires auront pour équation

$$\left(\rho + \frac{1}{\rho}\right) \cos \omega = \text{const.}$$

Ce dont nous avons besoin, c'est de la courbe

$$\left(\rho + \frac{1}{\rho}\right) \cos \omega = 2$$

d'où

$$\left(\rho = \frac{1 \pm \sin \omega}{\cos \omega}\right)$$

C'est l'équation d'une strophoïde.

Deux cas sont à distinguer suivant que le point α est intérieur ou extérieur à la boucle de la strophoïde. Dans le second cas, on pourra remplacer le contour d'intégration qui est un petit cercle autour de o par le contour en traits pointillés...., laissant en dehors le point α.

Le long du contour en trait pointillé la partie réelle de $\xi + \frac{1}{\xi}$ est toujours plus petite que 2, sauf au point A où elle est égale à 2.

Nous savons que $u = \pm\sqrt{a^2 - t^2}$ est purement imaginaire et très grand ; si donc nous prenons devant le radical le signe convenable (ce que je suppose une fois pour toutes) iu sera réel positif et très grand. Dans ces conditions on a :

$$\left| e^{\frac{iu}{2}\left(\xi + \frac{1}{\xi}\right)} \right| = e^{\frac{iu}{2}R}$$

R étant la partie réelle de $\xi + \frac{1}{\xi}$; si donc R a en deux points les valeurs R′ et R″ et que R′ > R″, la valeur de l'exponentielle.

$$e^{\frac{iu}{2}\left(\xi + \frac{1}{\xi}\right)}$$

sera beaucoup plus petite au second de ces points qu'au premier.

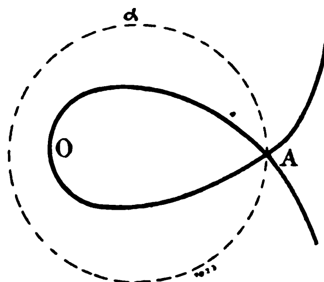


Fig. 2.

Donc si t et a sont très grands, il suffira de considérer, dans le contour en trait pointillé, les parties très voisines du point A.

Or dans ce cas, on a sensiblement :

$$\xi - \alpha = 1 - \alpha$$

et

$$\xi + \frac{1}{\xi} = 2 + (\xi - 1)^2$$

L'intégrale peut donc être remplacé par

$$\int \frac{e^{i\frac{u}{2}\{2 + (\xi - 1)^2\}} d\xi}{1 - \alpha}$$

prise le long d'un petit arc passant en A, par exemple le long d'un petit segment de droite parallèle à l'axe des parties imaginaires. Prolongeons cette droite indéfiniment dans les deux sens. En tous les points de cette droite, sauf au point A, la partie réelle de $\xi + \frac{1}{\xi}$ est plus petite que 2 ; et par conséquent la fonction sous le signe $\int$ est négligeable devant ce qu'elle est en A ; on peut donc faire l'intégration le long de cette droite tout entière, les parties ainsi ajoutées sont négligeables.

Soit :

$$\xi = 1 + i\eta \ , \ d\xi = id\eta$$

il faudra faire varier η depuis $-\infty$ jusqu'à $+\infty$ et l'intégrale devient :

$$\frac{1}{1-\alpha} ie^{iu} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{iu\eta^2}{2}} d\eta = \frac{ie^{iu}}{\sqrt{iu}} \frac{\sqrt{\pi}}{1-\alpha} = \frac{ie^{\sqrt{t^2-a^2}}}{\sqrt[4]{t^2-a^2}} \frac{\sqrt{\pi}}{1-\alpha}$$

***

Supposons maintenant que α soit à l'intérieur de la boucle de la strophoïde. En vertu du théorème de Cauchy, l'intégrale prise le long du petit cercle qui entoure O n'est plus égale à l'intégrale prise le long du contour en trait pointillé, mais à cette seconde intégrale plus $2i\pi$ multiplié par le résidu correspondant au pôle α, c'est-à-dire à cette seconde intégrale plus

$$2i\pi e^{i\frac{u}{2}\left(\alpha+\frac{1}{\alpha}\right)} \tag{B}$$

et comme cette seconde intégrale dont nous venons de trouver la valeur asymptotique est très petite par rapport à cette expression (B), ce sera cette expression (B) qui sera la valeur asymptotique cherchée de la première intégrale.

Revenons à l'expression :

$$\Phi = e^{-t}\int \frac{e^{i\frac{u}{2}\left(\xi+\frac{1}{\xi}\right)}pd\xi}{\xi\,(2ip - Q)}$$

Si aucun des α n'est à l'intérieur de la boucle de strophoïde, la valeur asymptotique de Φ sera :

$$i\sqrt{\pi}\,\frac{e^{-t+\sqrt{t^2-a^2}}}{\sqrt[4]{t^2-a^2}}\,D_1$$

en désignant par D_1 la valeur de

$$\frac{P}{2ip - Q}$$

pour $\xi = 1$.

Plus haut nous avons distingué deux cas, selon que l'un des pôles de R était intérieur à une boucle de strophoïde ou non. Cette strophoïde que j'appelle S a pour sommet $\xi = 0$ et pour point double $\xi = 1$.

Je dis que le premier cas ne se présentera pas pratiquement.

Qu'arrive-t-il quand q est réel ; on trouve :

$$(q - i + p)\,(t + a) = \xi u$$
$$(q - i - p)\,(t - a) = \frac{1}{\xi}\,u$$

Nous savons que $t > a$; par conséquent $i\,u$ est réel, et dans ce qui précède nous avons supposé

$$iu = +\sqrt{t^2 - a^2} > 0$$

Si donc nous posons :

$$k = \frac{iu}{t \times a} = \frac{t-a}{iu}$$

On aura :

$$0 < k < 1$$

et

$$q - i + p = -\,ik\xi$$
$$q - i - p = \frac{-\,i}{k\xi}$$

d'où :

$$2q = i\left(2 - k\xi - \frac{1}{k\xi}\right)$$

pour que q soit réel, il faut donc que :

$$\text{partie réelle}\left(k\xi + \frac{1}{k\xi}\right) = 2$$

Cette équation représente une strophoïde qui a pour sommet $\xi = 0$, et pour point double $\xi = \frac{1}{k}$. Cette strophoïde je l'appelle S′.

Ainsi quand q est réel, ξ décrit la strophoïde S′ ; à savoir la boucle de S′ quand la partie réelle de $\frac{p}{q}$ est négative, et le reste de S′ quand cette partie réelle est positive. Reportons-nous à la figure où sont représentés les contours d'intégration dans *le plan des q*. Le chemin DNC par un demi-cercle de rayon très petit contournant l'origine ; l'aire limitée par le contour fermé CMBNC est représentée par l'aire limitée par la boucle de S′. Or nous avons vu que dans cette aire CMDNC, il ne peut y avoir de point singulier sans quoi la perturbation atteindrait le récepteur pour $t < a$, ce qui est physiquement absurde. Donc il n'y en a pas à l'intérieur de la boucle de S′ ; et comme la boucle de S est tout entière à l'intérieur de S′, il n'y en a pas non plus à l'intérieur de la boucle de S.

Ainsi le 1er cas ne peut jamais se présenter ; nous sommes donc toujours dans le 2e cas de sorte que la formule asymptotique qui donne la valeur approchée de Φ est :

$$\Phi = \mathrm{K}\,\frac{e^{-t+iu}}{\sqrt{iu}}\,\mathrm{D}_1$$

où K est un facteur numérique et D_1 la valeur de R pour $\xi = 1$; D_1 dépend alors du rapport $\frac{t}{a}$; si nous supposons $\frac{t}{a}$ très grand, D_1 s'annule et la formule devient illusoire.

Que convient-il de faire quand R s'annule pour $\xi = 1$. Nous posons $\xi = 1 + i\eta$ et nous développons R suivant les puissances croissantes de η ; et comme les seules parties du contour qu'il convient de conserver sont celles qui correspondent aux petites valeurs de η, nous ne conserverons que les premiers termes du développement. Nous pourrons d'ailleurs remplacer $\xi + \frac{1}{\xi}$ par sa valeur approchée $2 - \eta^2$ et comme plus haut, remplacer le contour d'intégration par une droite indéfinie, nous aurons ainsi :

$$\Phi = \frac{1}{i}\,e^{-t+iu}\int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{R}e^{-\frac{iu\eta^2}{2}}\,d\eta$$

Il est clair que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \eta^{\mathrm{K}} e^{-\frac{iu\eta^2}{2}}\,d\eta$$

est nulle si K est impair, et que si K est pair, cette intégrale s'obtient aisément en partant du cas de $\mathrm{K} = 0$, et en différentiant $\frac{\mathrm{K}}{2}$ fois sous le signe $\int$ par rapport à u.

Nous développerons donc R suivant la puissance de η et nous arrêterons notre développement au premier terme qui ne donne pas une intégrale nulle, c'est-à-dire au premier terme du dégré pair.

En opérant de la sorte, on voit que les transmissions sont d'autant meilleures que le coefficient A qui figure dans Q est plus grand, c'est-à-dire que la capacité du récepteur est plus petite, puisque A représente l'inverse de cette capacité.

Remarquons que s'il n'y avait pas de récepteur, tout se passerait comme si les deux plateaux du condensateur fictif qui représente cette capacité de la première sorte étaient amenés au contact l'un de l'autre, c'est-à-dire comme si cette capacité était devenue infinie.

Je ne pousserai pas jusqu'au bout cette discussion dont on a maintenant tous les éléments ; on opérerait avec les valeurs asymptotiques ainsi trouvées comme on a fait dans le cas d'une ligne indéfinie.

(*à suivre.*)

H. Poincaré.

LES MOTEURS THERMIQUES

Depuis une dizaine d'années, la machine à vapeur à piston est très concurrencée.

D'une part, les turbines à vapeur apportent une solution plus élégante. Le rendement théorique est supérieur, l'encombrement réduit et la dépense d'installation moindre. D'autre part, les moteurs à combustion interne, à gaz, à pétrole, d'abord uniquement réservés aux petites puissances, gênés dans leur développement par la nécessité d'employer des combustibles spéciaux et onéreux, poursuivent maintenant avec succès leur évolution, en passant par des phases semblables à celles que les machines à vapeur ont traversées, et beaucoup plus rapidement parce que la voie est tracée. Ils ont la réputation de donner une sérieuse économie de calories, mais d'être d'un établissement et d'un entretien plus onéreux.

Enfin, à la turbine à vapeur, s'opposera bientôt la turbine à gaz et à pétrole dont l'étude est déjà avancée, sur laquelle des essais ont été faits. Une turbine semblable de 500 chevaux est actuellement en construction.

Pour l'installation de stations centrales, le choix du moteur semble actuellement fort difficile.

Evidemment la machine à vapeur à piston offre toute garantie de fonctionnement, mais le prix de revient de la force motrice a une importance de plus en plus grande, au fur et à mesure surtout que les conditions économiques se modifient et que la force motrice se vend meilleur marché.

Doit-on penser que la supériorité du rendement des moteurs à gaz est telle que, dès que la construction de ceux-ci arrive à se parfaire et que les générateurs de gaz, bien en retard jusqu'ici par rapport aux générateurs de vapeur, sont étudiés rationnellement et établis dans d'excellentes conditions, la machine à vapeur doit graduellement disparaître devant le moteur à combustion interne ?

Doit-on, au contraire, estimer qu'il y a là deux types de machines dont aucun n'est, *a priori*, supérieur à l'autre, qui tous deux doivent se perfectionner, se transformer, profiter l'un des écoles de l'autre, se partager continuellement les applications ?

Peut-on même, en escomptant hardiment l'avenir, prévoir que ces deux types de machines se rapprocheront l'un de l'autre de plus en plus, tendant vers un ou plusieurs types communs ?

C'est ce que je voudrais examiner avec toute la prudence et la réserve que comporte un tel problème.

Je chercherai d'abord, dans ce premier article, à comparer ces machines au point de vue théorique.

Les lois de la thermo-dynamique ne se prêtent pas très facilement à cette comparaison.

On a songé à examiner la valeur des cycles de Carnot correspondants aux transformations des fluides, vapeur et gaz, pendant la production de la force motrice.

Cette comparaison de la valeur de deux cycles ne signifie par elle-même pas grand'chose parce que chacun donne le maximum du rendement que l'une des deux machines peut obtenir; ce maximum s'écarte très considérablement du rendement réel et, dans ces conditions-là, on est fort peu renseigné sur la valeur relative des deux rendements.

Je n'en parlerais pas, si ce raisonnement n'avait été soutenu par la plupart de ceux qui se sont occupés de moteurs à gaz, car il ne tient pas compte des lois élémentaires de la thermo-dynamique.

On a d'ailleurs toujours abusé de l'emploi de la loi de Carnot.

Evidemment cette loi est l'une des plus importantes de la physique mathématique, mais on doit toujours bien examiner, avant de s'en servir, si les transformations auxquelles on l'applique rentrent dans la définition, c'est-à-dire s'il s'agit d'un cycle fermé et réversible.

En outre, la loi de Carnot appelle des réserves. La démonstration repose sur un lemne qui n'est pas évident et les conséquences de la loi n'ont pu être vérifiées que d'une façon approximative.

Cependant la loi de Carnot, sans être indispensable, facilite beaucoup la théorie des machines à vapeur.

Celle-ci a été remarquablement développée et l'examen de cycles encadrant les transformations successives de la vapeur peut rendre des services très considérables en montrant, non seulement quelles sont les limites supérieures que le rendement peut atteindre, mais dans quelle voie les transformations et perfectionnements peuvent être recherchés dans les conditions que les difficultés mêmes de la construction imposent aux inventeurs.

Pour les moteurs à gaz, au contraire, rien de semblable ne peut être considéré.

Les gaz sont expulsés du moteur dans un état bien différent de celui où ils sont admis, les opérations qui se sont produites sont irréversibles et, non seulement l'équation de Carnot est inapplicable, mais elle est fausse, puisque ces transformations donnent, à la valeur totale de l'intégrale de Clausius, une valeur négative différente de zéro.

Cette première raison suffirait à montrer l'inanité des comparaisons faites entre les deux machines au moyen de la valeur des cycles de Carnot.

Il y en a une autre, très grave aussi, que j'ai déjà signalée, mais que je rappelle, c'est que, si, à mon sens, on fait abus de l'emploi de la loi de Carnot dans le cas où les cycles ne sont ni fermés ni réversibles, on emploie encore à tort celle-ci, pour les température élevées.

Le procédé est très séduisant. Il est tout à l'avantage des moteurs à gaz où les températures supérieures semblent très élevées.

En effet, en thermodynamique, la définition de la température est basée sur la loi de Carnot, c'est-à-dire qu'une température de 500°, par exemple, doit être déterminée par cela même qu'un corps, évoluant rigoureusement suivant un cycle de Carnot ayant cette température comme isotherme supérieure, donne un travail en rapport avec la chaleur dépensée suivant la loi établie par l'équation de Carnot et calculée pour 500°.

En pratique, on a évalué les températures par un autre procédé, en considérant la dilatation des gaz parfaits. On a vérifié approximativement la loi de Carnot à des tempéra-

tures moyennes, ce qui permet d'admettre que la dilatation est constante, ou à peu près, jusqu'aux environs de 200°.

Evidemment, il n'y a rien de bien hardi à admettre que les températures, ainsi évaluées, ne se différencient pas sensiblement de la température théorique jusqu'à 300°, par exemple.

Au delà, l'incertitude commence.

Si on avait basé la température sur la constance, par exemple, du pouvoir calorifique, la même vérification se serait produite. Mais, aux températures élevées, les pouvoirs calorifiques se modifient suivant une loi différente de celle de la dilatation des gaz parfaits.

Il n'est pas certain que la température théorique soit d'accord avec les variations de la dilatation plutôt qu'avec celles des pouvoirs calorifiques ou, pour parler d'une façon plus rigoureuse, que la dilatation soit une équation du premier degré de la température. Aussi lorsque l'on évalue à 1 000, 1 500, 2 000°, la température d'explosion des gaz dans un moteur à gaz, on fait une évaluation de convention. Mais, si l'on veut appliquer ces chiffres à une équation de Carnot, on fait un cercle vicieux, puisque la vérification seule de la loi de Carnot à la température d'explosion du gaz permettrait d'évaluer celle-ci.

Il n'y a rien d'extraordinaire à estimer que cette température-là pourrait s'écarter très considérablement de l'évaluation actuelle. Aussi les calculs que l'on présente dans certains ouvrages comme donnant le rendement théorique des divers moteurs à gaz sont dénués de toute valeur.

Si je crois devoir mettre en garde contre les procédés sommaires qui ont servi à la comparaison des moteurs à gaz et des machines à vapeur, j'estime cependant que la théorie peut nous renseigner et nous permettre d'éclaircir le problème.

Nous pouvons examiner les conditions qui améliorent le rendement des deux machines, les déchets qui sont inhérents à chacune.

Il y a certainement de grandes analogies entre les deux séries de transformations que subissent l'eau et la vapeur dans les machines à vapeur et les gaz dans les moteurs à gaz.

Dans les deux cas, les fluides doivent d'abord être comprimés et ce travail doit être emprunté à une source extérieure au fluide lui-même.

La fourniture de la chaleur se fait dans des conditions différentes à pression constante pour la machine à vapeur, à volume relativement constant, ou à température sensiblement constante, ou même sous pression constante dans les moteurs à gaz, à pétrole, ceux du type Diesel ou les moteurs à air chaud, mais il n'y a pas là de différence bien essentielle au point de vue théorique.

La détente se rapproche autant que possible de l'adiabatique dans les deux cas, mais elle est beaucoup plus prolongée dans les machines à vapeur où elle peut être continuée jusqu'à la température atmosphérique, très au-dessous de la pression atmosphérique, ce qui importe surtout dans les turbines et donne un grand avantage à la turbine à vapeur sur la turbine à gaz.

Pour une même compression, il faut aussi infiniment moins de travail dans la machine à vapeur, où le fluide est introduit dans le corps de la chaudière sous forme liquide, que pour le moteur à gaz où les gaz, sont comprimés et réchauffés pendant la compression.

La machine à vapeur présente, à ce point de vue, une supériorité très considérable et l'échec des moteurs à air chaud ne vient que de la difficulté de la compression. C'est cette même infériorité qui a, tout au moins provisoirement, fait abandonner les moteurs à gaz à deux temps à compression préalable qui présentaient tant d'avantages sur les moteurs à quatre temps ; ils pouvaient se prêter au renversement de marche, être moins encombrants.

Il est évident que le moteur à gaz restitue le travail fourni par la compression, mais, si ce travail est, par exemple, le tiers du travail total, il se trouve être la moitié du travail qui reste disponible à l'arbre du moteur et cette proportion peut encore être considérablement augmentée par le déchet organique du moteur et de la pompe de compression.

Au contraire, le moteur à gaz est très supérieur à la machine à vapeur pendant la période de l'explosion et pendant la première partie de la détente, c'est-à-dire pendant la période où la chaleur est fournie au fluide.

Il est évident que la chaleur est employée soit à faire du travail, soit à modifier l'état du fluide.

Pendant la détente, si celle-ci se rapproche de l'adiabatique, le travail est fourni par la modification en sens contraire de l'état du fluide, mais celui-ci ne peut pas revenir ainsi à son état initial et c'est ce qui constitue le principe même de la loi de Carnot.

L'abaissement de la température peut être total dans les machines à vapeur, mais la vapeur conserve sa chaleur latente de volatilisation qui constitue malheureusement une grande partie de la chaleur fournie au générateur. En outre, la vapeur est distendue et ne peut être amenée à la température atmosphérique qu'à une pression inférieure. Elle contient, par cela même, une quantité de chaleur plus grande que celle qu'elle possédait dans l'état initial, chaleur qui, aussi, sera nécessairement perdue au condenseur. Avec l'échappement libre, le déchet est bien plus grand encore.

Dans les moteurs à gaz, la détente ne peut être poussée que jusqu'à la pression atmosphérique et, dans les moteurs habituels, que jusqu'au volume initial. Par conséquent les gaz brûlés s'échappent à une température très élevée et généralement vers 2 kgr de pression.

C'est le déchet spécial aux moteurs à gaz.

Abstraction faite de la perte aux parois, ce déchet varie comme la température d'échappement des gaz et celle-ci est d'autant plus basse que la compression et la température de combustion ont été plus élevées, l'expérience le prouve et on peut l'établir par la théorie. On n'est donc limité, semble-t-il, que par l'élévation de la température moyenne. Mais je n'imagine pas que celle-ci puisse dépasser facilement une limite encore assez restreinte. Car l'air et le gaz sont introduits froids et on ne doit pas atteindre, dans l'intérieur d'un moteur, les températures des fours Martin où l'air et le gaz sont introduits chauds. Le refroidissement des parois joue encore un très grand rôle, car il faut considérer, non une température spéciale, mais la température moyenne, très inférieure à celle dont on parle généralement.

Donc la supériorité du rendement des moteurs à gaz provient, d'une part, de ce que la température est plus élevée pendant l'explosion et la première partie de la détente dans les moteurs à gaz que dans les machines à vapeur, d'autre part, de ce que la vapeur entraîne avec elle et rejette au condenseur, en pure perte, toute sa chaleur de volatilisation.

Il faut encore signaler l'influence des générateurs, tout à l'avantage des moteurs à gaz, car il ne semble pas que jamais une chaudière qui chauffe indirectement n'aura le rendement d'un gazogène.

Il y a, là, une infériorité, pour la machine à vapeur, qui s'accentuera d'autant plus que les gazogènes sont encore très éloignés de la perfection et n'ont pas été étudiés avec autant de soin que les chaudières.

Cependant la machine à vapeur reste supérieure aux moteurs à gaz, au point de vue du travail nécessaire à la compression et de l'allongement de la détente.

Il ne semble pas que les moteurs à gaz, en se perfectionnant, puissent acquérir ces

deux derniers avantages, à moins d'imaginer que les fluides puissent être introduits à l'état liquide et être condensés après l'explosion, ce qui semble, dans l'état actuel, irréalisable.

Est-il bien certain que, de même, les causes d'infériorité de la machine à vapeur soient sans remède ?

Déjà la surchauffe a amélioré le rendement. C'est, au moins en théorie, dans des conditions très modestes. On a fait, à l'appui de la thèse contraire, un emploi ridicule de la loi de Carnot et il ne faut pas oublier que la surchauffe ne permet de mieux utiliser que la partie de la chaleur qui est employée précisément à surchauffer la vapeur, c'est-à-dire une très faible partie, la dixième environ, de la chaleur totale.

Cependant on peut remarquer que, dans ces conditions, la vapeur surchauffée est déjà employée presque aussi avantageusement que les gaz.

La température à laquelle elle est portée est bien inférieure à celle des gaz explosés, c'est vrai. Mais, en général, la pression à laquelle elle agit est supérieure à la compression préalable des gaz. Ce qui peut faire compensation.

Il n'y a donc à considérer réellement que le déchet causé par la chaleur latente de volatilisation de la vapeur.

Cette chaleur, pour 1 kgr d'eau, est constante. Le déchet diminue donc proportionnellement au travail produit par 1 kgr de vapeur et il est évident que celui-ci est d'autant plus grand que la pression initiale est plus élevée et croît, proportionnellement à la température absolue de la volatilisation, pour le travail même de l'expansion et, dans le même sens, pendant la détente.

Il suffirait donc, pour que la machine à vapeur ait un rendement égal à celui des moteurs à gaz, que la vapeur soit formée à une température beaucoup plus élevée que celle actuellement employée.

Il ne serait pas nécessaire que cette température atteigne celle de l'explosion des gaz, d'abord à cause de la supériorité de la pression et ensuite parce que la machine à vapeur présente d'autres avantages.

Dans l'état actuel de l'industrie, il semble difficile de faire la vaporisation sous des pressions considérables et il faudrait modifier complètement le type actuel des chaudières, mais il n'y a rien là d'impossible. On peut s'attendre à de semblables perfectionnements. On voit bien aujourd'hui des turbines tourner à 20000 tours quand il n'y a pas longtemps, une vitesse de 500 tours semblait pratiquement irréalisable.

En résumé, on doit penser que, théoriquement, les machines à vapeur et les moteurs à gaz présentent des différences qui donnent, à chacun, des avantages particuliers, qu'actuellement le rendement des moteurs à gaz est préférable, mais qu'aucune des deux machines n'a, vis-à-vis de l'autre, une supériorité essentielle, destinée à devenir définitive avec le perfectionnement de la construction.

J'examinerai, dans un deuxième article, si la pratique vérifie ces conclusions.

Jules Deschamps.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

THÉORIES ET GÉNÉRALITÉS

Indications pour la production des courants à haute fréquence et de leurs phénomènes. **Northrupp** et **Woods**. *Electrical Review.* (N. Y.), t. XLIV, nos 12 et 13.

Les auteurs résument dans cet article le résultat de leurs expériences sur les courants de haute fréquence qu'ils ont étudié à un point de vue purement expérimental ; ce point de vue constitue, selon eux, le principal attrait d'une semblable étude, en ce que la théorie des phénomènes n'existe pas, pour ainsi dire, et qu'il est, par suite, impossible de prévoir comment ils se modifieront avec les diverses conditions. Les auteurs, quoiqu'ils aient expérimenté un grand nombre de dispositifs, ne décrivent que ceux qui leur ont donné les meilleurs résultats. Ils obtiennent les courants à haute fréquence au moyen de la décharge oscillante de condensateurs. Un premier fait ressort de ces recherches, c'est que, pour obtenir le maximum de puissance et de régularité des décharges, il n'est pas nécessaire de recourir au soufflage magnétique ou à un autre procédé de rupture de l'arc qui tend à se former avec des dispositifs défectueux. On obtient d'excellents résultats en prenant comme source d'énergie un appareil à force électromotrice continue ou alternative de 55 à 110 volts et donnant environ 120 pulsations à la seconde. Dans le circuit de la source, on place (fig. 1) une impédance variable avec le moins de résistance possible et pouvant supporter de 25 à 30 ampères. Cette impédance sera constituée par un enroulement de gros fil autour d'un noyau de fils de fer, de 30 cm de longueur et d'un diamètre de 5 à 7,5 cm ; l'impédance sera modifiée en faisant varier le nombre de spires en circuit. Dans ce même circuit, on insère un transformateur de 110 à 10 000 ou 15 000 volts, à circuit magnétique fermé et donnant au moins 0,2 ampères au secondaire. Le circuit à haute tension du transformateur est en série avec un condensateur et une bobine d'induction à haute fréquence. Un excitateur double est disposé comme l'indique la figure sur le circuit du condensateur. Tous ces appareils doivent être minutieusement isolés.

Le rôle de l'impédance variable est, comme on s'en rend compte aisément, d'empêcher un afflux de courant intense dans le primaire (basse

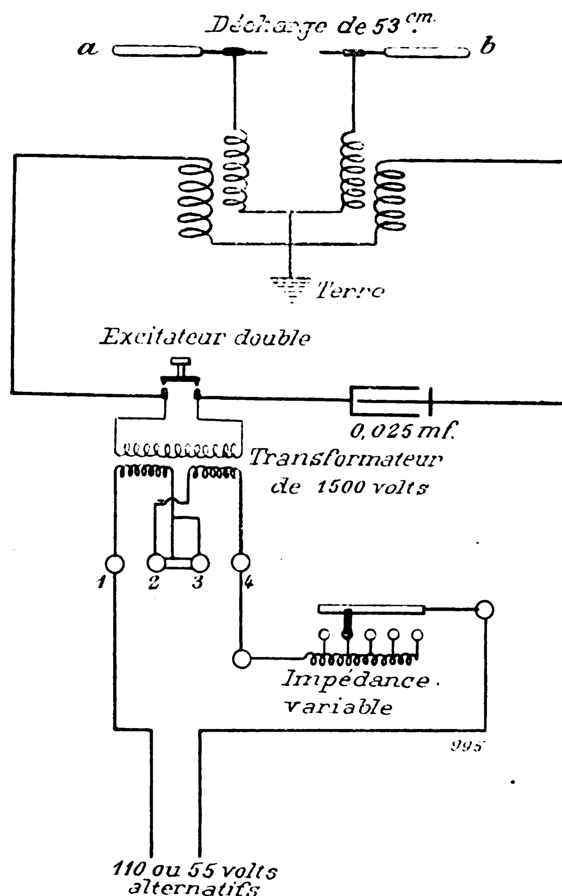


Fig. 1.

tension) du transformateur, lors de la mise en court-circuit du secondaire par les étincelles du détonateur. Cet afflux de courant provoquerait un arc entre les électrodes et empêcherait le condensateur de se recharger. Au-dessous d'une certaine limite, la grandeur de l'impédance n'influe pas sur la distance explosive des électrodes, mais elle agit sur le nombre d'oscillations de la décharge à chaque période du courant de la source.

La répartition en deux parties des enroulements de la bobine à haute fréquence, et la mise à la terre du point commun (fig. 1) a pour but de protéger l'isolation entre les enroulements du transformateur de 15 000 volts contre une décharge à haute fréquence, qui sans cette précaution, tendrait à la traverser quand une des électrodes a, b se trouve à la terre comme il arrive dans certaines expériences.

Le primaire du transformateur de 15 000 volts est également groupé en deux parties que l'on peut mettre en série ou en parallèle, et, de la sorte, opérer sur 110 ou 55 volts.

Le détonateur a ses deux électrodes inférieures fixées dans une plaque de verre dont il est séparé par des rondelles et des douilles en amiante ; l'électrode supérieure est constituée par une plaque supportée par une tige filetée, qui se visse dans la partie supérieure de la boîte qui renferme le tout ; on peut ainsi faire varier à volonté les distances explosives.

Le condensateur est formé de plaques de verre recouvertes sur leurs deux faces d'une feuille de papier et séparées par des feuilles de laiton ou d'étain. Avec quarante plaques de 3 mm et de 25 sur 35 cm, on obtient environ 0,025 microfarad. Le diélectrique résiste parfaitement à une tension donnant une distance explosive de 25 mm dans l'air. Le condensateur est immergé dans l'huile.

Le transformateur à haute fréquence est constitué par deux vases en verre sur lesquels on enroule extérieurement quatre ou cinq tours d'une bande de cuivre isolée ; les extrémités inférieures de la bande sont réunies à une borne, par l'intermédiaire de fils flexibles ; la borne est mise à la terre. Les vases sont remplis d'huile de paraffine ou de kérosène, et reçoivent l'enroulement à fil fin. Le support de ce dernier est formé de deux rondelles en bois dans lesquelles on pratique une douzaine de fentes radiales et on encastre dans ces rainures des lamelles en ébonite ; on enroule du fil fin recouvert de deux couches de soie, en ayant bien soin que les spires ne chevauchent jamais l'une sur l'autre. L'extrémité inférieure de ces enroulements est reliée à l'extrémité inférieure de l'enroulement à gros fil, par un petit trou pratiqué à la base des vases. L'extrémité supérieure est réunie à une borne fixée au centre d'un couvercle en ébonite qui surmonte le vase. Les deux bornes reçoivent les boules ou les pointes du détonateur.

Avec un appareil construit d'après ces indications, le transformateur prenant environ 20 ampères à 110 volts et 120 périodes, il était possible d'amener à son plein éclat une lampe à incandescence de 16 bougies traversée par la décharge. En plaçant une dizaine de ces lampes en série, on obtenait presque l'éclat normal, mais, fait remarquable dont les auteurs renoncent à donner aucune explication, l'énergie consommée par l'appareil était inférieure à celle qu'absorberaient les 10 lampes avec du courant ordinaire.

Les auteurs ont repris les diverses expériences de Tesla et d'autres opérateurs ; ils ont reconnu l'inocuité parfaite des courants passant d'une des électrodes au corps d'une personne isolée ; mais, en touchant les deux pôles, on reçoit des décharges dangereuses que les auteurs attribuent à des courants de basse fréquence.

P.-L. C.

Sur l'impédance des lignes à fils multiples.

L'Elettricista 15 avril 1904. *Bulletin de l'Association des Ingénieurs-Electriciens de Montefiore*.

Dans cet article, l'auteur se propose de calculer la chute de tension dans chacun des n fils parallèles d'une ligne de transmission, parcourus par des courants alternatifs $i_1\, i_2 \ldots\, i_n$. Ces courants sont supposés sinusoïdaux, la capacité négligeable et la perméabilité $= 1$. Soient $2r_1$, $2r_2, \ldots\, 2r_n$, les diamètres des fils, l la longueur de la ligne, f la fréquence des courants. On se propose de déterminer la chute de tension due à la variation du flux qui traverse chaque conducteur.

Le flux N qui traverse le conducteur 1 se compose du flux N_1 créé par le courant i, et du flux provenant des $n - 1$ autres conducteurs. On a

$$N_1 = Ni + \int_{r1}^{\infty} B_1 l dx \qquad (1)$$

ou B_1 désigne l'induction ; en appliquant la règle de Biot et Savart, et en supposant $\mu = 1$, l'équation (1) devient

$$N_1 = Ni + i \int_{r1} \frac{2ldx}{x} \qquad (2)$$

Le flux créé par le conducteur 2 n'enveloppe

pas le conducteur 1, parce que les lignes de force comprises dans le cercle qui a pour rayon la distance a entre les fils 1 et 2 restent extérieures au conducteur 1 et ne créent pas de force électromotrice induite. Le flux du conducteur 2 produisant de l'induction est donc

$$Nc = \int_a^\infty B_2 l dx = i_2 \int_a^\infty 2 l dx.$$

Il en est de même des autres flux N_3, N_4,.... N_n, de sorte que le flux total inductif est, pour le conducteur 1

$$N_1 + N_2 + N'_3 + \ldots\ldots + N_n = Ni + i_1 \int_{r1}^\infty \frac{2ldx}{x} + i_2 \int_a^\infty \frac{2ldx}{x} + \ldots i_n \int_r^\infty \frac{2ldx}{x}.$$

Mais on a évidemment

$$\int_{r1}^\infty \frac{2ldx}{x} = \int_{r1}^a \frac{2ldx}{x} + \int_a^b \frac{2ldx}{x} + \ldots\ldots + \int_y^z \frac{2ldx}{x} + \int_z^\infty \frac{2ldx}{x}.$$

Chaque intégrale se décompose de la même façon de sorte que

$$N = Ni + i_1 \left[\int_{r1}^a \frac{2ldx}{x} + \int_a^b \frac{2ldx}{x} + \ldots\ldots + \int_z^\infty \frac{2ldx}{x} \right] + i_2 \left[\int_a^b \frac{2ldx}{x} + \ldots\ldots + \int_z^\infty \frac{2ldx}{x} \right] + \ldots\ldots + i_{n-1} \left[\int_y^z \frac{2ldx}{x} + \int_z^\infty \frac{2ldx}{x} \right] + i_n \int_z^\infty \frac{2ldx}{x}$$

d'où l'on tire,

$$N = Ni + i_1 \int_{r1}^a \frac{2ldx}{x} + (i_1 + i_2) \int_a^b \frac{2ldx}{x} + (i_1 + i_2 + i_3) \int_b^c \frac{2ldx}{x} + \ldots + (i_1 + i_2 \ldots + i_{n-1}) \int_y^z \frac{2ldx}{x} + (i_1 + i_2 + \ldots\ldots + i_n) \int_z^\infty \frac{2ldx}{x}.$$

Comme on a $i_1 + i_2 + \ldots + i_n = 0$, le dernier terme est nul.

Cette formule montre que pour calculer le flux, produisant de l'induction sur un conducteur, tel que 1, il suffit de déterminer N_i et le flux produit par le courant i_1 du même fil pris à la distance a du conducteur le plus voisin ; puis on supposera que le courant de 1 est devenu $i_1 + i_2$ et on calculera le flux qui en résulte, de la distance a à la distance b où se trouvent respectivement les fils 2 et 3 ; ensuite, on admettra que le courant de 1 est devenu $i_1 + i_2 + i_3$ on calculera le flux que ce courant fictif produit entre les distances b et c et ainsi de suite.

Il est maintenant facile de démontrer que, en négligeant l'effet Kelvin, la force électromotrice induite sur le conducteur 1 est la même que celle que produit un flux extérieur et égal à $\frac{1}{2} li_1$, Le flux total dont les variations induiront une force électromotrice dans le fil 1 est donc

$$N = \frac{1}{2} li_1 + 2li_1 \log \frac{a}{r_1} + 2l(i_1 + i_2) \log \frac{b}{a} + \ldots\ldots + 2l(i_1 + i_2 + \ldots\ldots + i_{n-1}) \log \frac{z}{y}.$$

Cette règle permettra donc de déterminer la disposition la plus avantageuse des fils.

Par exemple, dans une ligne à deux conducteurs à courants monophasés, on peut remplacer l'un des fils par deux autres de section moitié et placés à égale distance de l'autre fil. Il est aisé de voir que la chute de tension dans ce second conducteur est exactement la moitié de celle obtenue avant la décomposition ; en outre, la force électromotrice d'induction dans chacun des deux fils composants est réduite au minimum, quand les trois fils sont dans le même plan.

P.-L. C.

La radio-activité de l'atmosphère et du sol.

L'Elettricista, 15 avril 1904.

Les anciennes recherches d'Elster et Geitel avaient montré qu'il est possible d'exciter sur un conducteur électrique quelconque une radio-activité induite temporaire, en le maintenant quelque temps à l'air libre après l'avoir chargé

négativement. On admet, d'après Rutherford que cette radio-activité est due à l'émanation qui se développe au contact de l'air et qui a des propriétés semblables à celle d'un gaz dont les molécules sont chargées positivement. Cette charge positive a une tendance à se déposer sur tous les corps, particulièrement s'ils sont chargés négativement, en formant une couche radio-active. L'existence de cette émanation dans l'air ordinaire doit être attribuée à la désagrégation atomique des substances radio-actives telles que les sels de radium, substances dont Elster et Geitel ont démontré l'abondance inattendue dans toute la croûte terrestre. L'absence de substances radio-actives dans l'air lui-même a été démontrée par ces même physiciens quand ils enfermaient 23 m³ d'air dans un récipient et constataient la déperdition complète de propriétés radio-actives après six semaines. D'autre part, l'hypothèse attribuant l'origine de la radio-activité aux substance du sol est confirmée par le fait de la plus grande activité de l'air dans les grottes et les cavernes. Les mêmes auteurs montrèrent qu'une dépression barométrique renforçait les propriétés radio-actives de l'air, et que ces propriétés étaient beaucoup plus faibles sur mer. Les recherches, d'abord contradictoires de Sella et Pochettino, Thomson et Himsteadt, et enfin de Geitel et Elster, démontrèrent finalement que la radio-activité excitée dans l'air au contact de l'eau, et surtout des eaux thermales, doit être attribuée à la solubilité de l'émanation, démontrée par Curie, cette émanation étant dissoute dans l'eau provenant des couches souterraines.

Elster et Geitel se proposèrent ensuite de rechercher à quelles substances radio-actives doivent être attribuées l'émanation et leur conclusion, basée sur la loi de la variation de l'intensité de la radio-activité induite dans les sels de radium en fonction du temps, fut que la radio-activité de l'atmosphère est due à l'émanation des sels de radium qui se trouvent extrêmement répandus sur notre planète. Elster et Geitel de même que Nasini, Anderlini et Salvadori, démontrèrent enfin, comme il était à prévoir, la présence en proportions notables, de l'hélium dans les dégagements gazeux au voisinage des volcans.

P.-L. C.

TRANSMISSION ET DISTRIBUTION

Le calcul rationnel de réseaux de distribution de courant. **Müllendorf.** *Elektrotechnische Zeitschrift*, 14 et 21 avril.

Lorsqu'un point de consommation du courant C (fig. 1) peut être alimenté par une station centrale I ou par une station centrale II, on préfère le relier, pour réduire au minimum le volume des conducteurs, à la station centrale la plus proche. Mais s'il se trouve sur le chemin d'autres points de consommation, il est nécessaire de tenir compte des considérations qui suivent.

Le tronçon de 1 à A (fig. 2) est, par hypo-

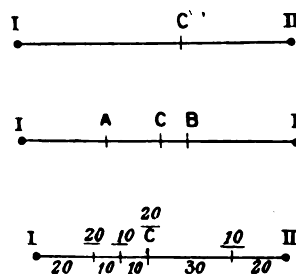


Fig. 1, 2 et 3.

thèse, divisé par m points de consommation en m parties de longueur $l'_1\, l'_2 \dots l'_m$ dans lesquelles les intensités de courant sont $i'_1\, i'_2 \dots i'_m$ ampères. De même le tronçon II à B est divisé par n parties de longueurs $l''_1\, l''_2\, l''_n$ dans lesquelles les intensités de courant sont $i''_1\, i''_2\, i''_n$. Si l'on ne tenait pas compte du point C, le minimum de canalisation pour le tronçon I à A serait

$$V' = \frac{c}{e} \left\{ \sum_1^m (l' \sqrt{i'}) \right\}^2$$

et le minimum de canalisation pour le tronçon II à B

$$V'' = \frac{c}{e} \left\{ \sum_1^n (l'' \sqrt{i''}) \right\}^2 \text{ (1)}$$

où

e désigne la chute de tension et C une constante qui dépend du système et des matériaux employés. Si i est la consommation de courant

(1) Voir Müllendorf. *Problèmes d'électrotechnique avec leurs solutions.*

au point C et si

$$Al = l'_0 \qquad BC = l''_0$$

on a en reliant C à A le volume total

$$V_1 = \frac{c}{e}\left[\left\{\sum_0^m \left(l'\sqrt{i+i'}\right)\right\}^2 + \left\{\sum_1^n \left(l''\sqrt{i''}\right)\right\}^2\right]$$

et, en reliant C à B

$$V_2 = \frac{c}{e}\left[\left\{\sum_1^m \left(l'\sqrt{i'}\right)\right\}^2 + \left\{\sum_0^n \left(l''\sqrt{i+i''}\right)\right\}^2\right]$$

où dans les sommes, il faut poser

$$i_0 = 0.$$

On reliera donc le point de consommation C au tronçon I A ou au tronçon II B, suivant que V_1 est plus petit ou plus grand que V_2.

Le calcul se simplifie dans le cas où l'on ne cherche pas à graduer la section. Pour une section constante, on a, en désignant par L' et L'' les longueurs I — A et II — B :

$$V' = \frac{c}{e} L' \sum_1^m (l'i') \quad , \quad V'' = \frac{c}{e} L'' \sum_1^n (l''i'')$$

On obtient alors

$$V_1 = \frac{c}{e}(L' + l'_0) \sum_0^m \left\{ l'(i+i') \right\} + V''$$

$$V_2 = \frac{c}{e}(L'' + l''_0) \sum_0^n (l''(i+i'')) + V'$$

En posant pour abréger :

$$V' = V'' = V \quad , \quad L' + l'_0 = D_1 \text{ (distance C — I)}$$
$$L'' + l''_0 = D_2 \text{ (distance C — II)}$$

et les sommes, lorsque le point de consommation C n'existe pas,

$$\sum_1^m (l'i') = M' \quad , \quad \sum_1^n (l''i'') = M''$$

il vient :

$$V_1 = V + \frac{c}{e}(M'l'_0 + iD_1^2)$$

$$V_2 = V + \frac{c}{e}(M''l''_0 + iD_2^2)$$

Dans ce cas, on n'a pas à tenir compte de l'expression entre parenthèses si la charge au point de consommation C est

$$i = \frac{M''l''_0 - M'l'_0}{D_1^2 - D_2^2}$$

Si par exemple dans la figure 3 les nombres soulignés représentent la consommation de courant des différents points, et les autres nombres les longueurs de canalisation, on a

$$M'l'_0 = 7\,000 \quad , \quad iD_1^2 = 32\,000,$$

d'où

$$M'l'_0 + iD_1^2 = 39\,000.$$

Par contre

$$M''l''_0 = 6\,000 \quad , \quad iD_2^2 = 50\,000$$

et

$$M''l''_0 + iD_2^2 = 56\,000.$$

On réunira donc le point de consommation C à la station centrale I. Dans ce cas, le volume de métal est

$$V_1 = \frac{c}{e} \cdot 64\,000$$

alors que la jonction de C à II aurait conduit à un volume

$$V_2 = \frac{c}{e} \cdot 81\,000.$$

Ce n'est que pour $i < \frac{1}{9}$ ampère que la jonction de C à II serait plus avantageuse.

Si la charge ultérieure des tronçons I C et II C est inconnue, on sera forcé de se contenter d'alimenter chaque point de consommation par la station centrale la plus proche.

Une telle disposition n'est pas admissible au cas où la jonction ne doit pas être faite directement aux stations centrales, mais aux points équipotentiels qui de leur côté sont alimentés par une station centrale. En effet, dans ce cas, le volume de cuivre ne dépend pas simplement des canalisations de jonction, mais aussi des feeders d'alimentation. Si D désigne la longueur d'un feeder d'alimentation et E la chute de tension dans ce feeder, L la longueur d'une ligne de distribution et e la chute de tension dans cette dernière, le volume de métal de la canalisation est donné par l'expression $\frac{D^2}{E} + \frac{L^2}{e}$.

Si donc l'on doit décider la jonction d'un point de consommation à n'importe quel point d'alimentation d'un réseau de distribution de courant, on doit former d'abord pour chaque point d'alimentation l'expression :

$$\frac{D^2}{E} + \frac{L^2}{2}$$

et choisir la jonction au point d'alimentation pour lequel cette somme est minima. Comme cette expression critique est indépendante de l'intensité du courant, on peut de prime abord décider, d'après la place d'un point de consommation, à quel point d'alimentation il doit être relié. Il ne suffit pas de connaître le point d'alimentation, mais il faut aussi connaître l'emplacement de la station centrale.

Il s'ensuit que le calcul rationnel d'un réseau de distribution de courant doit tenir compte de l'emplacement de la station centrale et que cet emplacement doit être déterminé d'après la connaissance des jonctions des points de consommation aux différents points d'alimentation. Mais une fois l'emplacement de la station centrale définitivement arrêté, on doit affecter à chaque point d'alimentation un rayon d'action tel que tous les points de consommation situés dans ce rayon d'action soient alimentés d'une façon plus rationnelle par le point d'alimentation en question que par tout autre. Dans ce but, il faut que l'expression $\frac{D^2}{E} + \frac{L^2}{e}$ soit plus petite pour ce point que pour tout autre.

Pour déterminer les limites de rayon d'action, on doit former pour tous les points d'alimentation l'expression $\frac{D^2}{E}$. La plus grande de ces expressions correspondant au point d'alimentation le plus éloigné nous apprend combien nous pouvons ajouter à toutes les autres expressions sous forme d'un terme $\frac{L^2}{e}$ avant que cette plus grande valeur soit atteinte ou, comme e est connu, quels rayons L peuvent être attribués comme rayons d'actions provisoires aux différents points d'alimentation avant que l'on ait à considérer une jonction au point d'alimentation le plus éloigné. C'est ce que nous nommons les rayons d'action présumés. Pour les points de consommation inclus dans ces limites, il faut encore considérer une expression de la forme $\frac{L^2}{e}$ et il suffit de diviser par 2 les intervalles trouvés pour arriver aux limites des rayons d'action naturels.

Un exemple fera comprendre plus clairement ces considérations.

Supposons que le réseau de distribution de la figure 4 soit alimenté de courant par 4 points

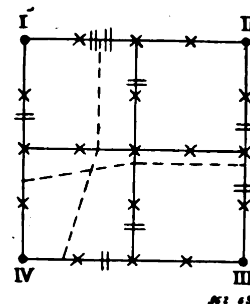


Fig. 4.

I, II, III, IV. Représentons par des croix × les 17 points de consommation. Supposons que les différents tronçons aient chacun 100 m de longueur. Soient $D_1 = 900$ m, $D_2 = 500$ m, $D_3 = 300$ m, $D_4 = 1\,000$ m les longueurs de canalisation entre chacun des points d'alimentation et la station centrale. Soit E = 10 volts la chute de tension dans les feeders d'alimentation et $e = 1$ volt la chute de tension maxima dans les lignes de distribution. On a :

$$\frac{D_1^2}{E} = 81\,000 \quad \frac{D_2^2}{E} = 25\,000 \quad \frac{D^2_3}{E} = 36\,000 \quad \frac{D^2_4}{E} = 100\,000.$$

En formant les différences avec la valeur maxima $\frac{D_4^2}{E}$, on obtient pour le calcul du rayon d'action présumé les expressions

$$\frac{L_1^2}{E} = 19\,000 \quad \frac{L_2^2}{E} = 75\,000 \quad \frac{L_3^2}{E} = 64\,000 \quad \frac{L^2_4}{e} = 0.$$

et pour les rayons d'action présumés eux-mêmes

$$L_1 = \sqrt{19\,000} = 138 \text{ m} \qquad L_2 = \sqrt{75\,000} = 274 \text{ m}$$
$$L_3 = \sqrt{64\,000} = 253 \text{ m} \qquad L_4 = 0.$$

Ces rayons d'action sont limités sur la fiugre 4 par des doubles traits (‖). En divisant par 2 les segments qui restent disponibles, on obtient

finalement les 4 champs d'action naturels limités par des lignes pointillées. On voit que sur les 17 points de consommation 4 doivent être alimentés par le point I, 7 par le point II, 5 par le point III et 1 par le point IV, si l'on veut réduire le poids de cuivre au minimum.

Si l'on déplace la station centrale, les champs d'action varient naturellement. Une modification de la chute de tension dans les feeders d'alimentation et dans le réseau de distribution est sans influence sur le champ d'action naturel dans le cas où le rapport des deux chutes de tension $\left(\frac{E}{e}\right)$ reste invariable. Un point d'alimentation dans le champ d'action duquel il n'y a pas de point de consommation perd naturellement sa raison d'être.

Le minimum de cuivre absolu serait obtenu si chaque point d'alimentation était relié directement à tous les points de consommation inclus dans son rayon d'action naturel avec la chute de tension maxima permise. Mais ce mode de jonction ne peut être avantageux en pratique que dans très peu de cas, et il faut généralement y renoncer. Pour pouvoir réduire dans les canalisations ordinaires le poids de cuivre au minimum auquel conduit la considération des champs d'action, il est nécessaire de connaître la consommation de courant aux points de consommation. Cette consommation de courant est indiquée en ampères sur la figure 7.

On peut calculer la section de chaque tronçon correspondante au minimum de cuivre en employant la méthode des longueurs fictives de canalisation, ou bien on se donne de prime abord, au moins pour les tronçons non ramifiés, une section constante et on s'approche du minimum en observant que la section du tronc commun doit être égale à la somme des sections des dérivations. Il suffit, au lieu d'employer la longueur fictive, d'employer la méthode plus simple des moments de courant.

Considérons la figure 5_a dans laquelle les chiffres placés contre les segments indiquent les indices des longueurs l des intensités de courant i et des sections q. La méthode des longueurs fictives est la suivante : on forme les expressions

$$\lambda_1 = \sqrt{i'_1 l'^2_1 + i''_1 l''^2_1},$$
$$\lambda_2 = \sqrt{i'_2 l'^2_2 + i''_2 l''^2_2},$$
$$\lambda_0 = \sqrt{i_1(l_1+\lambda_1)^2 + i_2(l_2+\lambda_2)^2}.$$

On a alors :

$$q_0 = \frac{i_0(l_0+\lambda_0)}{c}$$
$$q_1 = q_0 \frac{i_1(l_1+\lambda_1)}{i_0\lambda_0}, \quad q_2 = q_0 \frac{i_2(l_2+\lambda_2)}{i_0\lambda_0},$$
$$q'_1 = q_1 \frac{i'_1 l'_1}{i_1\lambda_1}, \quad q''_1 = q_1 \frac{i''_1 l''_1}{i_1\lambda_1}$$
$$q'_2 = q_2 \frac{i'_2 l'_2}{i_2\lambda_2} \quad q''_2 = q_2 \frac{i''_2 l''_2}{i_2\lambda_2}.$$

Dans la méthode des moments de courant, on forme les expressions suivantes :

$$\mu_1 = i'_1 l'_1 + i''_1 l''_1$$
$$\mu_2 = i'_2 l'_2 + i''_2 l''_2$$
$$\mu_0 = i_1 l_1 + \mu_1 + i_2 l_2 + \mu_2.$$

On a ensuite

$$q_0 = \frac{i_0 l_0 + \mu_0}{c}$$
$$q_1 = q_0 \frac{i_1 l_1 + \mu_1}{\mu_0} \quad q_2 = q_0 \frac{i_2 l_2 + \mu_2}{\mu_0}$$
$$q'_1 = q_1 \frac{i'_1 l'_1}{\mu_1} \quad q''_1 = q_1 \frac{i''_1 l''_1}{\mu_1}$$
$$q'_2 = q_2 \frac{i'_2 l'_2}{\mu_2} \quad q''_2 = q_2 \frac{i''_2 l''_2}{\mu_2}.$$

En faisant ces calculs, on trouve pour les canalisations les sections indiquées par les chiffres soulignés figure 5. Si l'on se représente la section prolongée non pas jusqu'à la limite d'action mais seulement jusqu'au dernier

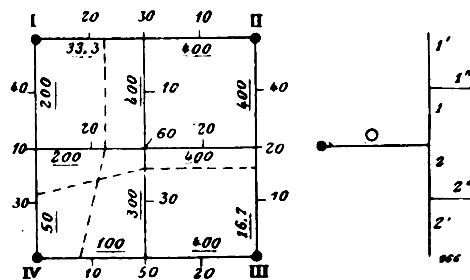


Fig. 5 et 5 a.

point de consommation, on obtient comme volume de cuivre pour le réseau de distribution :

100 × 16,7	=	1,670 cm³	
100 × 33,3	=	3,330	—
100 × 50	=	5 000	—
100 × 100	=	10 000	—
300 × 200	=	60 000	—
1 000 × 400	=	400 000	—
Total. . .		510 dcm³	

Les charges des points d'alimentation étant les suivantes :

I	90 amp.
II	190 —
III	120 —
IV	30 —

on trouve pour les feeders d'alimentation les sections :

D_1	135 mm²
D_2	158 —
D_3	120 —
D_4	50 —

et le volume de cuivre

$900 \times 135 = 121\,500$ cm³
$500 \times 158 = 79\,000$ —
$600 \times 120 = 72\,000$ —
$1\,000 \times 50 = 50\,000$ —
Total. . . 322 dcm³.

Le minimum de cuivre dans le cas le plus favorable atteint donc

510 dcm³ pour le réseau de distribution
322,5 — les feeders d'alimentation
Total . . 832,5 dcm³ soit 7,5 tonnes environ.

On s'approche d'autant plus du minimum calculé que les sections réellement choisies s'approchent plus des sections calculées et que par suite, la véritable répartition du courant se rapproche plus des champs d'action naturels.

La plus ou moins grande concordance entre la section calculée et la section naturelle est un excellent criterium de l'opportunité du choix des points d'alimentation et, s'il est avantageux d'avoir un grand nombre de points d'alimentation, cet avantage devient illusoire lorsque, par suite de l'adoption de sections disproportionnées, des points d'alimentation fournissent du courant en dehors de leur rayon d'action.

La disposition de la figure 7 avec 7 sections ne semble pas désavantageuse ; cependant le très faible rayon d'action du point d'alimentation 4, avec la charge naturelle très faible de 30 ampères, conduit à réunir ensemble I et IV en un point de consommation de 60 ampères.

On obtient ainsi le réseau de la figure 6. Les longueurs des feeders d'alimentation sont maintenant

$D_1 = 700$ mm $D_2 = 500$ m $D_3 = 600$ m

et les rayons d'action présumés

$L_1 = 0$ m $L_2 = 155$ m $L_3 = 114$ m.

On en déduit les champs d'action naturels limités par les lignes pointillées et les sections indiquées par les chiffres soulignés.

On obtient, il est vrai, 8 sections différentes, mais elles s'écartent peu les unes des autres. Le minimum de cuivre atteint dans ce dispositif

dans le réseau de distribution. 302,47 dcm³
dans les feeders d'alimentation. 293,90 —
Soit au total. . . . 596,37 dcm³ soit 5.4 t.

soit 5,4 tours

Cette disposition des points d'alimentation est donc beaucoup plus avantageuse que la précédente.

Les charges des points d'alimentation sont dans ce cas

I	220 amp.
II	120 —
III	90 —
Total	430 amp.

Les sections des feeders d'alimentation sont par

Q_1	257 mm²
Q_2	100 —
Q_3	90 —

Lorsque les points d'alimentation II et III n'ont pas à envoyer du courant dans une jonction extérieure au réseau dessiné dans la figure 6, on peut reprocher au dispositif décrit que ces deux points d'alimentation se trouvent à la limite de leur champ d'action quoiqu'ils soient avantageusement placés là, près de la station centrale. Sans doute ce serait une erreur de croire que le point d'alimentation doit être au centre de gravité de son champ d'action (en considérant comme masse la consòmmation de courant), car on ne tient pas compte alors du feeder d'alimentation. On peut tenir compte du centre de gravité du système ; cette considération conduirait à la réduction des points d'alimentation au point unique I de le figure 7, dans laquelle les sections obtenues sont indiquées par

des nombres soulignés. La section des feeders d'alimentation atteint 502 mm².

Comme minimum de cuivre on obtient :

dans le réseau de distribution. . .	420,3 dcm³
dans les feeders d'alimentation. .	351,4 —
Au total. . .	771,7 dcm³ soit 6,9 tonnes environ.

La situation est donc devenue plus mauvaise quoiqu'elle soit encore meilleure que dans la figure 7.

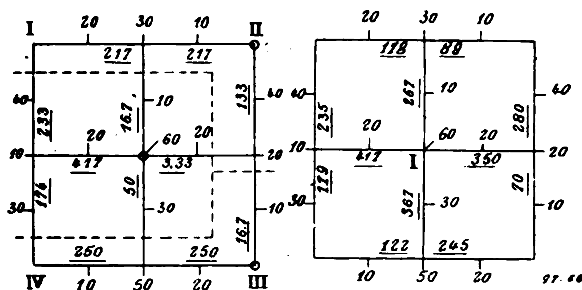


Fig. 6 et 7.

Une fois le choix des points d'alimentation bien établi, opération très simple pour laquelle comme nous l'avons vu, il est inutile de connaître la vraie répartition du courant et la section définitive, il est nécessaire de déterminer définitivement cette répartition de courant pour une section correspondante.

Quoique, malgré l'existence de dérivations, on soit conduit à des équations ne dépassant pas le premier degré, il est nécessaire d'évaluer les sections. Naturellement, il est inutile de se donner des sections déterminées, et il suffit de connaître les rapports des sections entre elles. On n'a pas besoin pour cela d'un calcul particulier et l'on trouve tous les éléments nécessaires dans le calcul précédent des points d'alimentation. De même on voit immédiatement quelles canalisations doivent être considérées comme chemins principaux du courant.

Lorsque les rapports entre les sections sont connus dans chaque partie individuelle du réseau, la répartition du courant est déterminée et peut être calculée d'après n'importe quelle méthode, par exemple par la méthode de superposition.

Mais le double calcul qu'entraîne cette méthode, même après la détermination des sections, n'est pas nécessaire. On peut arriver beaucoup plus directement au calcul de la répartition de courant dans chaque réseau en opérant comme l'indique l'exemple illustré par la figure 8. Les lieux de consommation sont supposés aux points d'intersection et les consommations de courant sont représentés par a_1, b_1, b_2, b_3, b_4. Les longueurs des lignes individuelles sont indiquées entre parenthèses.

Les rapports des sections sont :

K'_1 pour le tronçon L'_1
K''_1 » L''_1, etc.

Nous admettons une répartition de courant absolument arbitraire figurée par les flèches et nous introduisons comme inconnues les intensités de courant aux extrémités des lignes. Nous évaluons alors les pertes de tension aux extrémités des conducteurs et nous exprimons que ces pertes doivent être nulles en chaque point d'alimentation, et constantes en chacun des autres points. En posant pour abréger $\frac{L}{K} = l$ et en désignant par C une constante indéterminée on trouve le système d'équations linéaires suivant :

$$
\begin{aligned}
l'_1(b_1+x_1+y_1)+l''_1x_1&=0\\
l'_2(b_2+x_2+y_2)+l''_2x_2&=0\\
l'_3(b_3+x_3+y_3)+l''_3x_3&=0\\
l'_4(b_4+x_4+y_4)+l''_4x_4&=0\\
l'_1(b_1+x_1+y_1)+l'''_1y_1&=C\\
l'_2(b_2+x_2+y_2)+l'''_2y_2&=C\\
l'_3(b_3+x_3+y_3)+l'''_3y_3&=C\\
l'_4(b_4+x_4+y_4)+l'''_4y_4&=C\\
y_1+y_2+y_3+y_4&=a.
\end{aligned}
$$

Il est commode d'introduire au lieu de l la valeur réciproque $\lambda = \frac{1}{l} = \frac{K}{L}$: on obtient après un calcul simple

$$
\begin{aligned}
x_1&=-\lambda''_1\,\frac{C\lambda'''_1+b_1}{\lambda'_1+\lambda''_1+\lambda'''_1}\\
x_2&=-\lambda''_2\,\frac{C\lambda'''_2+b_2}{\lambda'_2+\lambda''_2+\lambda'''_2}\\
x_3&=-\lambda''_3\,\frac{C\lambda'''_3+b_3}{\lambda'_3+\lambda''_3+\lambda'''_3}\\
x_4&=-\lambda''_4\,\frac{C\lambda'''_4+b_4}{\lambda'_4+\lambda''_4+\lambda'''_4}\\
y_1&=\lambda'''_1\,\frac{C(\lambda'_1+\lambda''_1)-b_1}{\lambda'_1+\lambda''_1+\lambda'''_1}\\
y_2&=\lambda'''_2\,\frac{C(\lambda'_2+\lambda''_2)-b_2}{\lambda'_2+\lambda''_2+\lambda'''_2}
\end{aligned}
$$

$$y_3 = \lambda'''_3 \frac{C(\lambda'_3 + \lambda''_3) - b_3}{\lambda'_3 + \lambda''_3 + \lambda'''_3}$$
$$y_4 = \lambda'''_4 \frac{C(\lambda'_4 + \lambda''_4) - b_4}{\lambda'_4 + \lambda''_4 + \lambda'''_4}$$

où C est déterminé par l'équation :

$$C\left(\lambda'''_1 \frac{\lambda'_1 + \lambda''_1}{\lambda'_1 + \lambda''_1 + \lambda'''_1} + \lambda'''_2 \frac{\lambda'_2 + \lambda''_2}{\lambda'_2 + \lambda''_2 + \lambda'''_2} + \lambda'''_3 \frac{\lambda'_3 + \lambda''_3}{\lambda'_3 + \lambda''_3 + \lambda'''_3} + \lambda'''_4 \frac{\lambda'_4 + \lambda''_4}{\lambda'_4 + \lambda''_4 + \lambda'''_4}\right)$$
$$= a + b_1 \frac{\lambda'''_1}{\lambda'_1 + \lambda''_1 + \lambda'''_1} + b_2 \frac{\lambda'''_2}{\lambda'_2 + \lambda''_2 + \lambda'''_2} + b_3 \frac{\lambda'''_3}{\lambda'_3 + \lambda''_3 + \lambda'''_3} + b_4 \frac{\lambda'''_4}{\lambda'_4 + \lambda''_4 + \lambda'''_4}.$$

La répartition de courant est déterminée et on trouve pour les intensités circulant dans les douze tronçons les valeurs :

$$i'_1 = \lambda'_1 \frac{C\lambda'''_1 + b_1}{\lambda'_1 + \lambda''_1 + \lambda'''_1}$$
$$i'_2 = \lambda'_1 \frac{C\lambda'''_2 + b_2}{\lambda'_2 + \lambda''_2 + \lambda'''_2}$$
$$i'_3 = \lambda'_3 \frac{C'''_3 + \lambda b_1}{\lambda'_3 + \lambda''_3 + \lambda'''_3}$$
$$i'_4 = \lambda'_4 \frac{C\lambda'''_4 + b_4}{\lambda'_4 + \lambda''_4 + \lambda'''_4}$$
$$i''_1 = \lambda''_1 \frac{C\lambda'''_1 + b_1}{\lambda'_1 + \lambda''_1 + \lambda'''_1}$$
$$i''_2 = \lambda''_2 \frac{C\lambda'''_2 + b_2}{\lambda'_2 + \lambda''_2 + \lambda'''_2}$$
$$i''_3 = \lambda''_3 \frac{C\lambda'''_3 + b_3}{\lambda'_3 = \lambda''_3 + \lambda'''_3}$$
$$i''_4 = \lambda''_4 \frac{C\lambda'''_4 + b_4}{\lambda'_4 + \lambda''_4 + \lambda'''_4}$$
$$i'''_1 = \lambda'''_1 \frac{C(\lambda'_1 + \lambda''_1) - b_1}{\lambda'_1 + \lambda''_1 + \lambda'''_1}$$
$$i'''_3 = \lambda'''_2 \frac{C(\lambda'_2 + \lambda''_2) - b_2}{\lambda'_2 + \lambda''_2 + \lambda'''_2}$$
$$i'''_3 = \lambda'''_3 \frac{C(\lambda'_3 + \lambda''_3) - b_3}{\lambda'_3 + \lambda''_3 + \lambda'''_3}$$
$$i'''_4 = \lambda'''_4 \frac{C(\lambda'_4 - \lambda''_4) - b_4}{\lambda'_4 + \lambda'' + \lambda'''_4}.$$

Pour le calcul des sections, il suffit de calculer une seule section au point de vue de la chute de tension maxima et de déduire avec l'aide des rapports K les différentes autres sections. Finalement il faut encore calculer le volume de cuivre et le comparer au minimum auquel on peut atteindre.

L'application de cette méthode à des réseaux compliqués est facile. On profite de ce que la détermination des chemins suivis par le courant est arbitraire pour simplifier autant que possible le calcul, ou bien pour le rendre symétrique comme dans la figure 9. Pour le même réseau on peut, si le point d'alimentation est placé au centre de gravité, admettre que la marche du

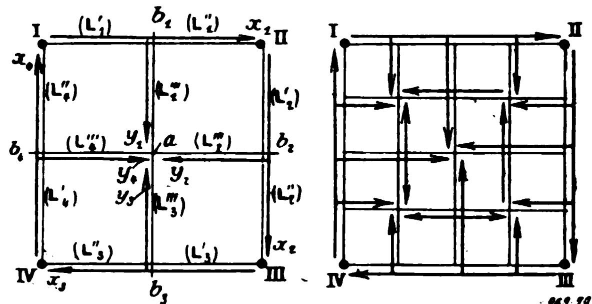


Fig. 8 et 9.

courant est celle de la figure 10. Si l'on se propose de calculer le réseau pour plusieurs dispositions différentes des points d'alimentation, on pourra admettre *a priori* une répartition de courant telle que dans le premier calcul les chemins suivis par le courant s'arrêtent aux points choisis comme points d'alimentation dans le second calcul.

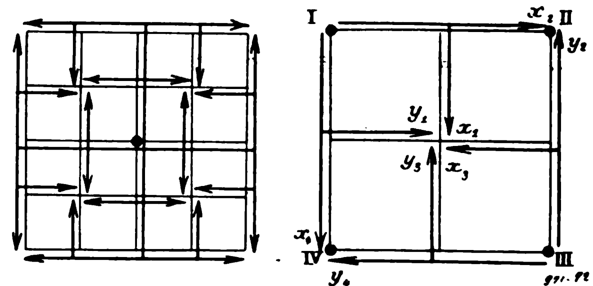


Fig. 10 et 11.

Il suffira alors, pour le second cas, d'annuler la constante dans le système d'équations obtenus en premier lieu.

Nous allons montrer l'application pratique de la méthode dans quelques exemples.

1. Supposons que dans la figure 7 toutes les sections soient égales. Représentons figure 11 les chemins suivis par hypothèse par les courants : nous obtenons le système d'équations ;

$$x_1 + 2x_2 + 65 = 0$$
$$x_3 + 2y_2 + 105 = 0$$

$$y_3 + 2y_4 + 105 = 0$$
$$y_1 + 2x_4 + 95 = 0$$
$$2x_1 + x_2 + 65 = C$$
$$2x_3 + y_2 + 95 = C$$
$$2y_3 + y_4 + 115 = C$$
$$2y_1 + x_4 + 90 = C$$
$$x_1 + y_1 + x_3 + y_3 = 60.$$

C est introduit ici pour la constante $\frac{qce}{200}$ où
q désigne la section ;
c la conductibilité spécifique (60) ;
e la perte de tension au point d'intersection ;
En additionnant les deux séries on obtient immédiatement :

$$C = 67,5$$

$$x_1 = 23,33$$
$$x_3 = 16,67$$
$$y_3 = 3,33$$
$$y_1 = 16,67$$
$$\overline{\quad 60, \quad}$$

et

$$x_2 = -44,17$$
$$y_2 = -60,83$$
$$y_4 = -54,17$$
$$x_4 = -55,83$$
$$\overline{\quad -215. \quad}$$

La répartition de courant est celle indiquée figure 12. On voit que le point d'intersection où

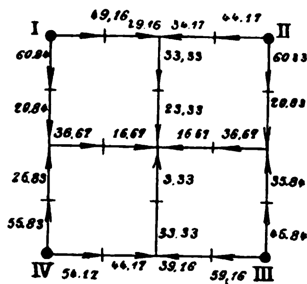


Fig. 12.

la charge est 60 ampères est le seul point de chute de tension maxima, on doit donc avoir, si q est la section commune de tous les conducteurs :

$$q = \frac{200\,C}{ce}$$

d'où, pour

$$C = 67,5 \quad , \quad c = 60 \quad , \quad e = 1,$$

Comme charges aux points d'alimentation on obtient :

pour

$$q = 225 \text{ mm}^2$$

I	la charge	110	amp.
II	—	105	—
III	—	105	—
IV	—	110	—
	Total. . .	430	amp.

Les sections des feeders sont donc :

$$Q_1 = 165,0 \text{ mm}^2$$
$$Q_2 = 87,5 \quad —$$
$$Q_3 = 105 \quad —$$
$$Q_4 = 183 \quad —$$

Le volume de cuivre atteint :

Pour le réseau de distribution. .	540	dcm³
Pour les feeders d'alimentation. .	438,25	—
Total.	978,25	dcm²

c'est-à-dire 1,18 fois le minimum possible.

Considérons, comme plus conformes aux sections données figure 7 les rapports de sections indiqués figure 13.

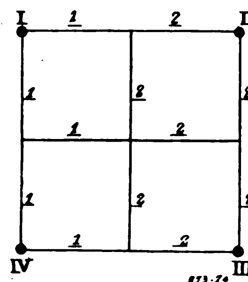


Fig. 13.

Dans ce cas le système d'équations est le suivant :

$$2x_1 + 3x_2 + 125 = 0$$
$$x_3 + 2y_2 + 105 = 0$$
$$y_3 + 3y_4 + 110 = 0$$
$$2x_4 + y_4 + 95 = 0$$
$$2x_1 + 2x_2 + 125 = C$$
$$2x_3 + y_2 + 95 = C$$
$$2y_3 + y_4 + 115 = C$$
$$2x_4 + 4y_1 + 180 = C$$
$$x_1 + y_1 + x_3 + y_4 = 60$$

où

$$C = \frac{qce}{100}$$

on déduit de ce système d'équations :

$$C = 85{,}89$$

$$\begin{aligned} x_1 &= 26{,}4 \text{ amp.} \\ y_1 &= 0{,}3 \quad — \\ x_3 &= 28{,}9 \quad — \\ y_3 &= 4{,}4 \quad — \\ \text{Total} \;.\;. &\quad 60 \text{ amp.} \\ x_2 &= -42{,}2 \text{ amp.} \\ x_4 &= -47{,}6 \quad — \\ y_2 &= -67{,}0 \quad — \\ y_4 &= -38{,}2 \quad — \\ \text{Total} \;.\;. &\quad 195 \text{ amp.} \end{aligned}$$

De ces valeurs résulte la répartition de courant indiqué par la figure 14. Comme le point d'intersection du centre est encore le seul point de chute de tension maxima, il vient :

$$q_1 = \frac{100\,C}{ce} = 143 \text{ mm}^2,$$

$$q_2 = 286 \text{ mm}^2.$$

Le volume de cuivre du réseau de distribution est :

$$\left.\begin{aligned} 1\,000 \times 143 &= 143\,000 \text{ cm}^3 \\ 1\,400 \times 286 &= 400\,400 \text{ cm}^3 \end{aligned}\right\} \text{ total } 543{,}4 \text{ dcm}^3$$

Les charges et les sections des feeders d'alimentation sont les suivantes :

I	106,9 smp.	160 mm²
II	109,2 —	91 —
III	128,1 —	128 —
IV	85,8 —	143 —
	430	

Le volume de cuivre dans les feeders d'alimentation est : 409,3 dcm³ et le volume total 952,7 dcm³.

Cette disposition est donc plus avantageuse que la précédente et le poids de cuivre est à peine 1,15 fois le minimum possible.

Il faut tenir compte que ce minimum a été établi sans envisager les connexions entre les différents rayons d'action.

Si l'on ajoute ces connexions, en choisissant comme section la plus faible des deux sections limites, le minimum s'élève de 55 dcm³ et atteint 887,5 dcm³ ou en chiffres ronds 8 tonnes. Le volume de cuivre du réseau définitif avec deux sections seulement ne dépasse donc pas de 7,5 p. 100 ce minimum.

2. Comme second exemple prenons la disposition de la figure 8 avec seulement 3 points d'alimentation, que nous avons trouvé plus avantageux que le dispositif avec 4 points d'alimentation. Les rapports des sections qui doit être pris pour base du calcul et auxquels conduisent les rayons d'action naturels des points d'alimentation sont indiqués figure 15.

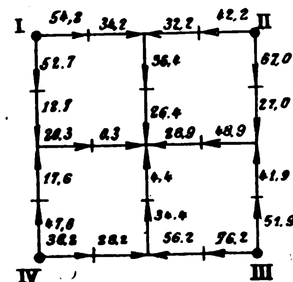


Fig. 14.

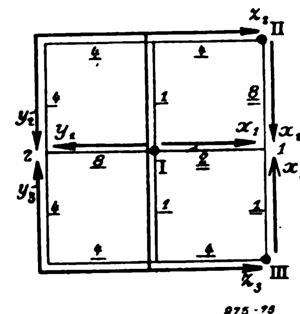


Fig. 15.

Les sections doublement soulignées appartiennent à une portion du réseau qui ne contient que des lignes principales.

On obtient pour le point d'intersection principal I les équations :

$$\begin{aligned} x_1 + 10 &= 2C_1 \\ x_2 + 20 &= 8C_1 \\ x_3 + \;\;5 &= C_1 \\ x_1 + x_2 + x_3 &+ 20 \end{aligned}$$

où

$$C_1 = \frac{q_1 c e_1}{200}$$

en désignant par q_1 l'unité de la section doublement soulignée. Il en résulte :

$$\begin{aligned} C_1 &= 5 \\ x_1 &= 0 \\ x_2 &= 20 \\ x_3 &= 0 \end{aligned}$$

Comme le point d'intersection I est un point de chute de tension maxima, on déduit de

$$q_1 = \frac{200C_1}{ce_1} \quad , \quad q_1 = 16,7$$

d'où

$$q_2 = 33,3 \quad , \quad q_3 = 133.$$

De plus, on a pour les points d'alimentation II et III

$$4y_2 + 5z_2 + 425 = 0$$
$$4y_3 + 5z_3 + 510 = 0$$

et pour le point d'intersection 2 :

$$y_1 + 10 = C_2$$
$$12y_2 + 8z_2 + 980 = C_2$$
$$12y_3 + 8z_3 + 1\,100 = C_2$$
$$y_1 = y_2 + y_3 = 10$$

où

$$C_2 = \frac{q'_1 ce_2}{25}$$

en désignant par q'_1 l'unité de section, et par e_2 la chute de tension au point 2.

Il résulte de ces équations :

$$C_2 = 91,58$$
$$y_1 = 81,58$$
$$y_2 = -37,22$$
$$y_3 = -34,36$$
$$z_2 = -55,22$$
$$z_3 = -74,51.$$

La répartition de courant est indiquée figure 16

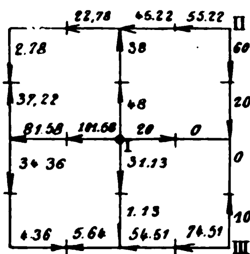


Fig. 16.

pour la seconde portion du réseau le point de consommation dont la charge est 40 ampères et le point de chute de tension maxima. On en déduit la section :

$$q'_1 = 215 \text{ mm}^2$$
$$q'_8 = 430 \text{ —}$$
$$q'_1 = 54 \text{ —}$$

Les charges des points d'alimentation sont :

I.	231,27 amp.
II.	97,22 —
III.	101,51 —
Total.	430 amp.

d'où on déduit les sections

$$Q_1 = 270 \text{ mm}^2$$
$$Q_2 = 31 \text{ —}$$
$$Q_3 = 102 \text{ —}.$$

Comme volume de cuivre on trouve :

pour le réseau de distribution.	402,2 dcm³
pour les feeders d'alimentation.	287,3 —
Total.	689,5 dcm³,

soit environ 1,16 fois le minimum possible. En comparaison du réseau à 4 points d'alimentation, cela représente une économie de 17 p. 100.

Si l'on calcule encore ici le minimum pour le réseau fermé, on obtient (fig. 8) comme minimum 686,24 dcm³. Si l'on avait choisi les sections de 3 canalisations principales du point 1 (fig. 15) dans le rapport

$$q_1 : q_2 : q_3 = 1 : 2 : 2,$$

On aurait eu le système d'équation

$$x_1 + 10 = C_1$$
$$x_2 + 20 = 2C_1$$
$$x_3 + 5 = 2C_1$$
$$C_1 = \frac{q_1 ce_1}{200} = 11$$

et

$$x_1 = 1$$
$$x_2 = 2$$
$$x_3 = 17$$

De

$$q_1 = \frac{200C_1}{ce}$$

on déduit

$$q_1 = 37 \text{ mm}^2$$
$$q_2 = 74 \text{ —}$$

Le volume du réseau de distribution serait resté égal à 402,2 dcm³. Mais, dans ce cas, le volume des feeders d'alimentation aurait été de 290,7 dcm³, au lieu de 287,3 dcm³.

3. Finalement prenons comme troisième exemple celui de la figure 9 avec un seul point d'alimentation.

Les rapports des sections sont indiqués dans la figure 17.

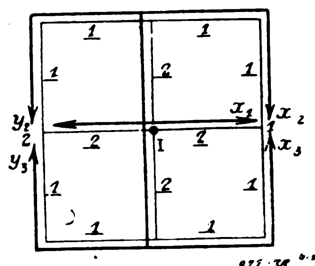


Fig. 17.

Pour le point d'intersection 1, on a le système d'équations :

$$x_1 + 10 = C_1$$
$$5x_2 + y_2 + 275 = C_1$$
$$5x_3 + y_3 + 185 = C_1$$
$$x_1 + x_2 + x_3 = 20$$

pour le point d'intersection 2 on a

$$y_1 + 10 = C_2$$
$$x_2 + 5y_2 + 285 = C_2$$
$$x_3 + 5y_3 + 235 = C_2$$
$$y_1 + y_2 + y_3 = 10$$

où

$$\begin{cases} C_1 = \dfrac{qce_1}{100} \\ C_2 = \dfrac{qce_2}{100}, \end{cases}$$

On obtient après élimination et addition

$$17C_1 - C_2 = 1\,250$$
$$-C_1 + 17C_2 = 1\,310$$

d'où l'on déduit

$$C_1 = 78,33$$
$$C_2 = 81,67.$$

Il en résulte

$x_1 =$ 68,33 amp.
$x_2 = -$ 32,50 —
$x_3 = -$ 15,83 —
Total. . . 20 amp.

$y_1 =$ 71,67 amp.
$y_2 = -$ 34,17 —
$y_3 = -$ 27,50 —
Total. . . 10 amp.

La répartition du courant est indiquée par la figure 18.

Il y a 4 points de chute de tension maxima. Parmi eux, le point où la charge est 40 ampères de l'exemple précédent est encore le point de chute de tension absolue maxima et l'on a

$$q_1 = 193 \text{ mm}^2$$
$$q_2 = 386 \text{ —:}$$

le volume de cuivre correspondant est

dans le réseau de distribution.	617,6 dcm³
dans les feeders d'alimentation.	351,4 —
Total.	969 dcm³

soit plus de 1,25 fois le minimum possible. Ce dispositif est donc équivalent au dispositif avec

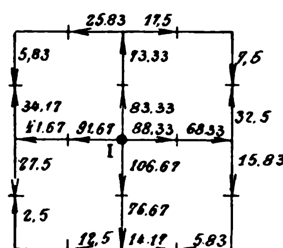


Fig. 18.

4 points d'alimentation au point de vue du poids de cuivre et il est préférable à cause de sa grande simplicité. Vis-à-vis du dispositif avec 3 points d'alimentation, ce dispositif conduit à une augmentation de 17 p. 100 pour le poids du cuivre. Le réseau calculé avec 2 sections présente sur le minimum de 863,5 dcm³ calculé pour un réseau fermé, une augmentation de 12 p. 100.

Récapitulation. — D'après ce qui précède, le calcul d'un réseau de distribution peut donc être conduit de la façon suivante, lorsque les points de consommation et la station centrale sont donnés :

1° On choisit des points d'alimentation et on détermine pour ceux-ci les champs d'action naturels.

2° On examine si aucun de ces champs d'action n'est trop considérable ou trop faible et si les points d'alimentation sont aux centres de gravité des champs d'action.

3° Lorsque cet examen n'a conduit à aucune modification dans le nombre ou l'emplacement des points d'alimentation, les sections des conducteurs sont calculées dans chaque champ d'action au moyen de la méthode simple des moments de

courant et on détermine le minimum de cuivre. Le réseau est alors complètement calculé si l'on ne veut pas simplifier les sections.

4. Dans ce cas, les sections naturelles conduisent à certaines proportions pour les sections définitives, d'où l'on déduit la répartition définitive du courant. Le point de chute de tension absolue maxima détermine les sections positives.

5. Le poids de cuivre auquel on est ainsi conduit est comparé au minimum trouvé. Si l'on s'écarte trop de ce minimum, il faut se rapprocher des sections naturelles.

C'est dans ce contrôle du poids de cuivre et dans la facilité avec laquelle on peut le faire que réside toute la valeur de la méthode.

Nous remarquerons pour terminer que, si l'on modifie proportionnellement toutes les sections, la répartition de courant ne change pas, et qu'un choix rationnel des points d'alimentation reste rationnel tant que le rapport entre la chute de tension dans les feeders d'alimentation et la chute de tension dans les canalisations de distribution n'est pas modifié.

B. L.

La transmission de l'énergie électrique à haute tension, par **M. Georges H. Gibson.** *Cassiers Magazine.*

Cet article a pour but de montrer, en citant quelques installations récentes fonctionnant avec succès, les derniers perfectionnements de la transmission de la force électrique à haute tension.

Dans l'installation des chutes de Snoqualmie, la force est transmise à Seattle et à Tacoma, localités respectivement distantes de 50 et de 71 km environ de la centrale par un courant à 3 000 volts. La ligne est en aluminium.

La centrale, creusée dans le rocher au pied de la chute contient 4 alternateurs triphasés Westinghouse donnant 1 500 kilowatts sous 30 000 volts triphasés. La force hydraulique disponible est de 100 000 chevaux pendant toute l'année.

Une expérience intéressante a été faite sur cette ligne. Les lignes de Seattle et Tacoma étant doubles, on les a connectées de façon que le courant parcourût le trajet suivant : Chutes-Seattle, Seattle-Chutes, Chutes-Tacoma, Tacoma-Chutes; soit une distance totale de 242 km environ. La ligne ainsi formée présentait une résistance de 241 ohms, l'isolation était de 70 000 ohms. La perte approximative dans la transmission fut de 13,5 p. 100.

L'installation de la Compagnie des forces hydro-électriques de San Ildefonso, au Mexique, est unique. Elle comporte cinq centrales établies dans les montagnes à des distances de 12 a 30 km de Mexico.

Ces stations sont pourvues de 19 roues hydrauliques reliées directement à autant d'alternateurs biphasés Westinghouse de 225 kilowatts sous 4 400 volts et 50 périodes. Le courant est ensuite transformé en courant triphasé à 22 000 volts.

La distribution de Mexico se fait à 25 000 volts. Les 19 alternateurs marchent en parallèle. L'installation est complétée à la station réceptrice par un groupe à vapeur de 1 500 chevaux et des batteries d'accumulateurs. Le charbon coûte à Mexico en moyenne 110 francs la tonne.

Sauf circonstances exceptionnelles, l'installation d'une centrale sur un charbonnage n'est pas économique. L'expérience a partout montré qu'il était plus économique de transporter le charbon. Il y a une exception aux Etats-Unis. Ce sont les mines du district de Cripple-Creek, au Colorado : l'eau y est rare et il est difficile d'alimenter les chaudières.

La centrale est située à Canon City près de mines de houille. Elle est équipée de machines Hamilton-Corliss directement couplées à des alternateurs triphasés Westinghouse 470 kilowatts donnant du courant à 500 volts et 30 périodes. Le courant est ensuite élevé à 20 000 volts. La distance de transmission est de 40,25 km. A Cripple-Creek, le voltage est réduit à 500 volts.

La centrale hydro-électrique de Swan Falls (chutes du cygne) qui fournit le courant aux mines de la Trade Dollar Mining C°, de Silver City, dans l'Etat d'Iotaho, à 43,5 km, contient 3 alternateurs triphasés Westinghouse couplés par courroies à un arbre actionné par 4 turbines verticales. Les alternateurs donnent 300 kilowatts chacun. Le courant à 500 volts est élevé à 22 000 volts pour la transmission.

La centrale de la Compagnie du mont Whitney, en Californie, emploie la plus haute chute qui soit utilisée dans le monde entier. L'eau est prise

à la rivière Kaweah barrée par une digue de granit. La conduite-forcée a 1 003,20 m de long, la hauteur de chute est de 402,80 m.

La centrale contient trois groupes générateurs consistant en roues Pelton de 700 chevaux reliées directement à des alternateurs triphasés Westinghouse de 450 kilowatts développant à 513 tours par minute du courant à 440 volts et 60 périodes. Un volant d'acier fondu de 1 815 kgr est monté sur l'une des extrémités de l'axe de la dynamo, l'autre extrémité portant la roue hydraulique qui pèse 907 kgr environ. La tension est élevée de 440 à 17 300 volts par 3 transformateurs de 500 kilowatts, pouvant être disposés pour élever la tension à 34 000 volts. Dans les 5 sous-stations (Visalia, Tulare, Porterville, Exere et Lindsay) la distribution se fait à 2 000 volts. Le circuit pour l'éclairage privé est disposé de telle sorte que si l'on y insère plus de lampes que ne le permet le contrat, la lumière vacille et rend tout travail impossible.

La Compagnie de l'Énergie électrique de Keswick, également en Californie, a récemment construit une centrale comportant trois alternateurs triphasés Westinghouse de 750 kilowatts couplés directement à des roues hydrauliques. Le courant produit est élevé à 20 000 volts pour la transmission vers une fonderie à Keswick et vers la montagne de fer.

La Compagnie des Forces du Missouri, à Helena, vient de construire une ligne de 112,630 km pour transmettre du courant à 50 000 volts de la centrale de Canon Ferry à Butte (Montana). Cette installation fonctionne avec d'excellents résultats. La compagnie fournit actuellement l'énergie aux tramways électriques d'Helena. L'éclairage de la ville est également alimenté par elle. Le courant est transmis pour ces usages à 12 000 volts. La même compagnie a construit dans le Missouri un barrage de 12,16 m de haut et 152 m de long. La chute disponible ainsi formée est de 9,75 m environ.

Il y a actuellement en marche 4 générateurs Westinghouse de 120 chevaux avec 60 périodes couplés directement à des turbines. On vient d'y ajouter 6 groupes supplémentaires. La capacité sera ainsi portée à 12 000 chevaux.

La transmission à 50 000 volts doit se faire sur deux lignes portées par des poteaux espacés de 15,20 m à 30,40 m. Les 3 fils sont disposés en un triangle équilatéral de 1,95 m de côté. A Butte, la tension sera réduite à 2 200 volts par 6 transformateurs de 950 chevaux.

L'installation des chutes du Niagara, à Buffalo, est trop connue pour encore être décrite. La tension a été récemment portée de 11 000 à 22 000 volts. Cet accroissement du voltage permet de transmettre 4 fois plus d'énergie sur les mêmes lignes. Quoique cette transformation fût projetée au moment de l'installation, on avait jugé à propos d'expérimenter d'abord le bas-voltage, d'autant plus que la capacité des lignes suffisait amplement pour transmettre à basse tension toute l'énergie dont on avait en ce moment besoin à Buffalo. La demande de force motrice s'est pourtant accrue si rapidement qu'il a fallu, outre l'augmentation de voltage déjà citée, l'établissement d'une troisième ligne pour y satisfaire.

Le courant à haute tension trouve principalement son emploi dans les chemins de fer électriques suburbains et interurbains. La Compagnie Traction Union d'Indiana en fournit un bon exemple. Son réseau comporte environ 247 km de voies et n'est alimenté que par une seule centrale. Cette dernière est placée à Anderson et produit du courant triphasé à 14 000 volts qui est envoyé à 8 sous-stations situées le long des lignes d'Indianapolis, Marion et Muncie. Ces sous-stations sont équipées de transformateurs, de convertisseurs rotatifs et de batteries d'accumulateurs. Les lignes sont à trôlet et alimentées par le courant continu. Une sous-station volante peut venir en aide à une sous-station locale lorsque la charge est temporairement trop forte. Le coût de l'énergie s'élève à peu près à 18 500 fr pour 953 000 kilowatts-heure au tableau de distribution.

On aura sans doute remarqué que dans toutes ces installations, le nombre de périodes du courant est relativement bas. Ce choix est motivé par le fait qu'avec une basse fréquence la self-induction et les effets de capacité de la ligne se trouvent réduits à l'avenant. De plus, une basse fréquence est mieux appropriée à l'actionnement des moteurs et des convertisseurs rotatifs. Il ne faut toutefois pas perdre de vue que les avantages d'une fréquence sur une autre ne sont que relatifs et qu'une faible variation dans la fréquence ne produit qu'une faible différence. Le choix d'une fréquence moyenne, 25 à 60 périodes permet en outre d'employer les appareils cou-

rants. Il n'est pas non plus nécessaire de dépasser 60 périodes puisque cette fréquence suffit à la plupart des usages et permet d'employer des lampes à arc à courant alternatif. Une fréquence inférieure à 25 ne serait pas un choix heureux parce qu'au-dessous il n'est plus possible d'employer des lampes à incandescence sans que leur lumière vacille.

Une autre caractéristique de toutes ces centrales à très haute tension, c'est que le courant est produit à une tension relativement basse pour être élevé ensuite par des transformateurs. Cette façon de faire est préférée à la production directe à haute tension parce que les générateurs à haut voltage sont plus coûteux à construire que ceux à bas voltage, sont plus exposés à la foudre puisqu'ils sont reliés directement à la ligne, et surtout sont beaucoup plus dangereux pour le personnel qui doit les surveiller.

Quoique dans certains cas on puisse conseiller la construction de générateurs donnant directement 6000 volts, dans la généralité, il est plus économique et plus sûr de produire les hautes tensions par des transformateurs.

Pour conclure, l'auteur indique les perfectionnements principaux auxquels est due la perfection avec laquelle on met actuellement en pratique les transmissions à haute tension.

S'il est vrai que pendant les dix ou douze dernières années on n'a guère trouvé de faits importants dans ce domaine, on a, par contre, fait de grands progrès pratiques et matériels. La plupart de ces progrès se placent même dans cette période. Ces progrès ont notamment porté sur la connaissance des conditions à remplir et sur la perfection des détails des appareils.

De ces perfectionnements les plus importants sont peut-être ceux apportés aux isolateurs et à l'isolation en général, aux transformateurs, aux moyens de protection contre la foudre, au modèle des générateurs.

Parmi les autres progrès qui doivent entrer en ligne de compte, il importe de citer en premier lieu les perfectionnements apportés aux moteurs à induction et l'introduction des convertisseurs rotatifs pour la transformation des courants alternatifs en courant continu.

Il est à prévoir que le faible taux des intérêts et la connaissance plus générale des progrès réalisés ces dernières années feront naître un développement énorme et universel de ce domaine de la construction. Il y a sans aucun doute des centaines d'endroits où les conditions sont plus ou moins similaires à celles qui ont été mentionnées dans les lignes précédentes et où les transmissions électriques à haute tension pourront présenter de réels avantages et être considérées comme un bon placement financier.

La période d'expérimentation inaugurée par les expériences désormais historiques de Francfort-Lauffen où 300 chevaux d'énergie furent transmis à 367 km au moyen de courants alternatifs à 30000 volts, est maintenant passée. Les appareils tels qu'on les construit à présent permettent des tensions de 3000 volts avec moins de risques que ne le comportait en 1890 l'emploi de 3000 volts. Autrement dit en une bonne dizaine d'années, l'élévation pratique de la tension a décuplé la portée de la transmission et centuplé le territoire où la force motrice est à bon marché.

E. G.

TÉLÉGRAPHIE ET TÉLÉPHONIE

Télégraphie et Téléphonie simultanée, système Perego. *L'Electricista*, 1er avril 1904

Ce dispositif a pour objet de créer une séparation des ondes télégraphiques ou de toutes autres ondes de fréquence relativement basse et des ondes téléphoniques circulant dans un même fil.

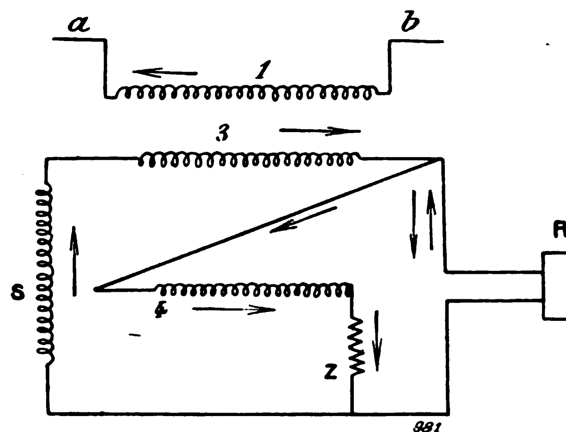


Fig. 1.

Entre deux points *a*, *b* d'un tel fil (fig. 1) on insère le primaire 1 d'un transformateur téléphonique; la bobine est complète par deux enroulements secondaires 3, 4, d'un même nom-

bre de spires et de même résistance ohmique.

Le commencement d'un de ces enroulements est relié à la fin de l'autre et la jonction commune aboutit à une des bornes du récepteur téléphonique. L'autre extrémité de l'enroulement 3 est reliée à une résistance inductive S et l'extrémité libre de 4 rejoint une résistance non inductive Z. Les extrémités libres de S et Z aboutissent toutes deux à la deuxième borne du récepteur. On suppose qu'à un instant donné, l'enroulement 1 est parcouru par un courant de basse fréquence, ayant la direction de la flèche.

Dans 3 et 4 seront induites des forces électromotrices égales et de sens indiqué par les flèches. Le récepteur téléphonique sera par des courants de sens contraires ; mais si on prend la résistance Z égale à l'indépendance de S, et si on fait le décalage du courant de S aussi petits que possible, ces deux courants seront égaux et sensiblement en opposition, leur effet sur le récepteur sera inappréciable.

Pour les fréquences faibles, la réactance du circuit S sera négligeable devant sa résistance et le courant sera, en effet, sensiblement en phase avec la force électromotrice ; au contraire pour les hautes fréquences du courant téléphonique, ce décalage sera notable et le courant téléphonique sera la résultante de deux courants en quadrature.

L'auteur décrit l'application de ce système à la communication entre deux postes isolés ou faisant partie d'un réseau. P.-L.-C.

TRACTION

Aiguillage automatique pour tramways.

Un très intéressant système d'aiguillage automatique pour tramways a été récemment construit par « l'American automatic Switch C° », de New-York, qui s'occupe en ce moment d'en faire des installations à Brooklyn, à New-York, à Albany, etc.

La caractéristique principale du système, c'est la simplicité qui est telle qu'il ne sera pas nécessaire que nous décrivions l'appareil si l'on veut bien jeter un coup d'œil sur la figure ci-jointe. Nous ferons seulement remarquer que l'appareil est basé sur le principe des solénoïdes. L'électro en attirant son noyau soulève une plaque qui y est attachée. Cette plaque en se relevant agit sur un système de leviers qui actionne l'aiguillage.

Le grand avantage de cet aiguillage réside dans sa durabilité, sa simplicité, sa sûreté de fonctionnement. Les organes sont simples : un électro et une plaque d'acier. L'électro est immergé dans une huile spéciale remplissant une boîte soudée. Pas de danger d'humidité, par conséquent. L'aiguillage peut, suivant qu'on le désire, recevoir le courant par les rails ou par un fil aérien.

Pour faire fonctionner le système, le wattman doit laisser le controller à un ou deux points

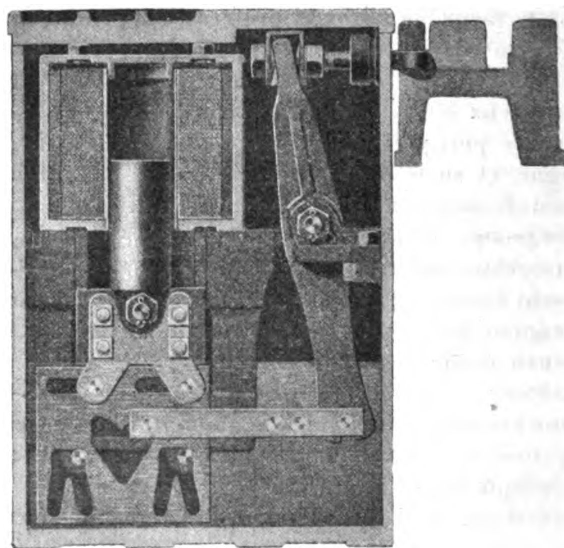


Fig. 1.

pendant qu'il passe l'interrupteur ou rail isolé. Si l'aiguillage est normal, la voiture passe au-dessus du rail isolé, sans courant. Cette façon de faire est très commode et empêche le conducteur de train d'être distrait, puisqu'elle le force à porter les yeux sur l'aiguillage toutes les fois que la voiture doit le passer. Par contre, il n'a pas à se rappeler le fonctionnement de commutateurs pour les manœuvrer de la façon voulue, chaque fois qu'une voiture doit passer un aiguillage.

Le mécanisme tout entier est en bon acier à outils. Il n'y a pas de surface de frottement ni de pivots susceptibles de s'user. Il n'y a pas non plus de possibilité de court-circuit. Comme le mécanisme est renfermé dans une boîte solide placée sous terre et soudée, ni les poussières, ni l'eau, ni le sel, ni la glace ne peuvent se trouver en contact avec l'électro ou les parties actives

de l'aiguillage. L'entretien est par conséquent nul. La plaque produit un demi-enclenchement mais n'empêche pas de tourner l'aiguille avec un engin approprié. L'inspection de l'aiguille se fait donc en toute facilité. On prétend même que les déraillements sont impossibles en employant ce système.

Lorsqu'on emploie le rail pour amener le courant de commande, une courte section de la voie est isolée et le courant après avoir traversé les moteurs actionne l'aiguillage. Dans le cas où c'est le fil aérien qui est employé, une section isolée est insérée dans le fil de trôlet de façon que l'aiguillage soit en série avec les moteurs. Cette section isolée ne doit naturellement pas être trop distante de l'aiguillage dans les rues où les voitures se suivent de près, la voiture qui vient immédiatement après celle qui traverse un aiguillage ne doit pas pouvoir actionner l'aiguillage avant que le second essieu de la première voiture soit passé, sinon un essieu serait aiguillé sur une voie et l'autre sur une autre voie. La section isolée est disposée de façon à s'adapter au fil de trôlet sans le couper.

L'une de ces aiguilles automatiques fonctionne depuis quelque temps sur l'une des lignes les plus fréquentées de New-York et a donné des résultats si satisfaisants que, comme nous l'avons dit, le système va être adopté dans diverses villes des Etats-Unis. E. G.

Estimation du coût de l'application de la traction électrique aux chemins de fer d'Angleterre et du Pays de Galles. — *Review of the Engineering Press*, mai 1904.

Dans un intéressant mémoire lu à l'une des dernières séances de l'Institution of Electrical Engineers, M. F. F. Bennet a développé l'exposé des moyens qu'il y aurait lieu d'employer pour substituer la traction électrique à la traction à vapeur sur les chemins de fer d'Angleterre y compris le Pays de Galles et le coût qu'une pareille transformation entraînerait. Nous résumons comme suit les grandes lignes du projet. Tout d'abord, en ce qui concerne l'influence de la vitesse sur le succès commercial d'une ligne à traction électrique, l'auteur n'est pas d'avis de la considérer comme nécessité absolue bien que désirable en tous cas.

Pour une grande partie des ingénieurs électriciens, l'application de la traction électrique sur les chemins de fer ne saurait être justifiée que tant qu'il s'agit d'un trafic suburbain et à leur avis, la traction électrique adaptée à une ligne de grande distance entraînerait des pertes considérables pour les exploitants du fait que le facteur de charge à la station centrale serait forcément trop faible en raison même du peu d'intensité du trafic. C'est cette opinion que l'auteur combat en s'efforçant de démontrer qu'il pourrait en être autrement.

On sait que le trafic suburbain d'une région très populeuse nécessite des services fréquents à marche rapide ; ce dernier facteur n'est non seulement désirable, mais devient une nécessité si les chemins de fer suburbains ont à soutenir la concurrence de tramways et il ne peut mieux être obtenu qu'avec un système de traction électrique.

Les dangers pécuniaires auxquels il est fait allusion plus haut à propos de l'emploi de la traction électrique sur les lignes à grande distance existeraient réellement si les diverses compagnies de chemins de fer, n'envisageant que l'exploitation de leur propre réseau, ne s'appliquaient qu'à faire provision d'énergie électrique pour l'exploitation de chaque section de ce réseau.

Donc si on édifie une station centrale au centre d'une ligne 80 km de long, occupant une position quelconque, il n'y a plus de raison de supposer que l'application de la traction électrique ne sera justifiée et, en outre si un tel système peut servir à l'exploitation de 40 km de voie au nord et de 40 km au sud, il pourra de même être employé sur tout un réseau de lignes dans un rayon de 40 km à la ronde, que ces lignes appartiennent ou non à une même compagnie.

En prenant pour base une station par 80 km de voie (en chiffres ronds), les chemins de fer de l'Angleterre y compris le Pays de Galles ayant une longueur totale de 24 630 km, il ne faudrait pas moins de 306 stations lesquelles auraient un personnel et des directeurs indépendants ce qui ne mènerait rien moins qu'à un chaos indescriptible rendant tout trafic impossible.

M. Bennett émet une idée toute différente qui consisterait à fractionner le pays en portions d'environ 2 322 km² chacune englobant les lignes de divers réseaux et sur lesquelles l'alimentation d'énergie s'obtiendrait à l'aide d'une station centrale placée au centre.

Pour arriver à ce que les diverses Compagnies

s'entendissent pour aboutir à l'organisation d'un système uniforme pour l'exploitation générale, l'auteur propose de créer une commission d'études qui serait composée d'ingénieurs choisis par les compagnies dans leur personnel et à raison d'un membre par fraction de 804 km de longueur de voie. Les travaux de cette commission auraient pour but de déterminer celui des divers systèmes électriques qui lui paraîtrait le meilleur pour être appliquée uniformément.

La superficie de l'Angleterre y compris le Pays de Galles étant de 150 594 km², en comptant une station par fraction de 2 322 km², il faudrait 65 stations pour tout l'ensemble. Chaque Compagnie contribuerait dans les dépenses de premier établissement par une somme proportionnée à son trafic de la dernière année. Dans le cas où il serait fait choix d'un système consistant à engendrer des courants polyphasés devant être transformés en courants continus, M. Bennett suggère d'établir une sous-station par fraction superficielle de 92 km², soit 25 sous-stations pour chaque centre de génération.

Les Compagnies pourvoieraient à l'équipement des lignes de leurs propres réseaux en tant que matériel roulant, feeders de haute et basse tension, fils à trôlet, etc., enfin de tout ce qui serait necessaire à l'exploitation électrique en dehors des stations et sous-stations. L'énergie consommée par chaque Compagnie serait mesurée par des compteurs et le règlement de la dépense s'opèrerait sous le contrôle d'un comité spécial.

Pour évaluer la quantité d'énergie nécessaire à l'exploitation d'une des sections de 2 322 km² il est indispensable de connaître la vitesse et le poids moyens de chacun des trains. Tablant sur des renseignements obtenus de sources autorisées, M. Bennett estime le poids moyen des trains à 200 tonnes pour ceux affectés aux voyageurs, et à 350 tonnes pour ceux servant au transport des marchandises.

Quant à la vitesse moyenne, il l'a déduite, en ce qui concerne les trains à voyageurs, de la durée du trajet de 34 trains de grande ligne et de 15 trains de banlieue ; les premiers parcourant une distance de 110 km ; les seconds faisant un trajet moyen de 12,5 km dans un rayon de 25 km ayant Manchester pour centre. Pour ceux-ci la vitesse moyenne serait de 38 km à l'heure, et pour les trains de marchandises, elle serait de 24 km en tenant compte des manœuvres diverses qu'ils ont à effectuer dans leur parcours.

En prenant pour base un trafic moyen de 20 trains de voyageurs et 17 trains de marchandises de 350 tonnes chacun et en admettant que les stations géneratrices, pourvues chacune d'un matériel double, aient une capacité de 11000 kilowatts chacune y compris une marge suffisante pour les pertes et surcharges, le coût d'une de ces stations ressortirait à 1 416 000 livres sterling soit environ 35 400 000 fr et celui de l'installation totale serait un peu inférieur à 100 millions de livres sterling, soit environ 250 millions de francs.

D'après ses calculs M. Bennett estime que la dépense d'exploitation annuelle, y compris un intérêt de 3,50 fr p. 100, s'élèverait à environ 140 millions de livres sterling soit 3 milliards 650 millions de francs ; d'où il déduit qu'on retirait avec la traction électrique, un avantage de 0,29 p. 100 sur la traction à vapeur. Toutefois, étant donné que ce relativement maigre avantage en faveur de l'électricité ne pourrait résulter que d'une conversion totale des réseaux et non partielle, l'auteur admet qu'il ne saurait induire les Compagnies de chemin de fer à tenter l'entreprise d'une semblable modification, mais il examine d'autre part diverses raisons pouvant donner une justification des dépenses à faire pour l'application de la traction électrique et satisfaire les intéressés en même temps.

Il a été indubitablement prouvé que là où l'on rencontre des services fréquents et rapides conjointement à des tarifs de transports réduits, le trafic a quadruplé. L'expérience a confirmé ce fait en Angleterre même et il n'y pas de raison, si cette augmentation est réalisée dans le trafic des voyageurs, pour qu'il n'en soit pas de même pour le trafic des marchandises en général.

Donc, en supposant que les Compagnies réduisent graduellement leurs tarifs jusqu'à atteindre la moitié de la moyenne actuelle, c'est-à-dire 0,05 fr par voyageur et par mille (1609 m) et à 0,0375 fr par tonne et par mille (1609 m) pour les marchandises, et ensuite, qu'elles augmentent la vitesse jusqu'à atteindre une moyenne de 80 km environ pour les trains de grandes lignes et 58 km environ pour les trains de banlieue ce qui reviendrait à doubler le nombre des voitures-kilomètres, il en résulterait une augmentation de trafic de

3 fois supérieure, sinon plus, de ce qu'il est actuellement.

Le facteur de charge des trains de voyageurs n'étant qu'au chiffre ridiculement bas de 10 p. 100, le moindre fonctionnement le relèverait. Ce chiffre nous amène, en effet, à la preuve qu'un train de 200 tonnes transporte en moyenne 2 tonnes et demie de voyageurs, ce qui est absurde. La charge maximum dans les trains de banlieue n'est obtenue qu'aux heures où leurs habitants viennent travailler en ville ou quittent cette dernière c'est-à-dire que pendant 10 à 12 heures sur 18, les trains roulent pratiquement à vide. Dans ces conditions, une voiture motrice à voyageurs suffirait à assurer le service à ces heures de faible trafic au lieu d'employer un train de 200 tonnes ainsi qn'on le fait à l'heure actuelle.

En calculant la fréquence des services journaliers sur la base de 22 trains à voyageurs marchant à environ 64 km à l'heure et 20 trains de marchandises faisant 40 km à l'heure, M. Bennett estime que le coût de la transformation totale du système actuel de traction s'élèverait à 150 millions de livres sterling soit 3 milliards 750 millions de francs et que les dépenses annuelles d'exploitation seraient portées à environ 22 millions 600 000 livres, soit environ 565 millions de francs. On obtiendrait par suite un rendement de 1,831 p. 100 sur le capital investi de plus que sur la traction par locomotives.

En terminant cette étude, M. Bennett invite fortement les Compagnies à entrer dans cette voie en proposant d'en faire l'essai sur le réseau environnant Manchester où il y aurait lieu de vérifier le bien fondé de sa théorie. L. D.

DIVERS

Etablissement des rhéostats de démarrage. **M. Freimark.** *Electrical World and Engineer*, t. XLIII, p. 520-521.

On se propose de maintenir l'intensité i_s du courant de démarrage égale à l'intensité i du courant normal. Si R est la résistance totale de l'induit, du rhéostat et des connexions, E la différence de potentiel de la ligne, on aura

$$R = \frac{E}{i} = \frac{E}{i_s}$$

Si e est la force contre-électromotrice, r la résistance du moteur, on a $E - e = i_1 R$, ou

$$i_1 = \frac{E - e}{R_s + r}, \qquad i_2 = \frac{E - e}{R_s + r - Rm_n}$$

R_s étant la résistance totale du rhéostat, R_{m_1}, R_{m_2}, R_{m_3}, R_{m_n} la résistance des diverses sections, i_1, i_2 les courants avant et après la sortie de la première section. On a donc

$$\lambda = \frac{i_2}{i_1} = \frac{Rs + r}{Rs + r - Rm_n} = \frac{R}{R - Rm_n} = \frac{R}{R_{n-1}}$$

Or, posons,

$$r_1 = r + Rm_1$$
$$r_2 = r + Rm_1 + Rm_2$$
$$r_n = r + Rm_1 = Rm_2 + \ldots\ldots + Rm_{(n-1)} + Rm_n = R$$

on a

$$\frac{r_n}{r_{n-1}} = \frac{r_1}{r} = \frac{r_2}{r_1} = \ldots\ldots = \lambda$$
$$r_1 = \lambda r$$
$$r_2 = \lambda r_1 = r\lambda^2$$
$$r_n = r_n = r\lambda^n$$

Si on pose $\frac{r}{R} = a$, et si $i_s = i$, alors a est la chute de tension pour cent, on a en effet

$$E = i_s R \qquad \text{et} \qquad E = ir$$

d'où

$$\frac{i}{i_s} \times \frac{r}{R} = a$$

On sait que

$$n = \frac{-\log a}{\log \lambda}$$

et n est fixé par la chute de tension tolérée dans l'induit.

L'auteur donne un tableau indiquant quelques valeurs usuelles de a et n, et l'influence de λ ou du rapport $\frac{i_2}{i_1}$.

P.-L. C.

Horloge électrique David Perret indépendante de tout réseau.

La Société anonyme des Horloges électriques David Perret, de Neuchâtel, exploite depuis quelque temps une horloge électrique inventée par le colonel David Perret.

Cette horloge est indépendante de tout réseau et est susceptible de fonctionner avec une régularité chronométrique.

Elle est à remontage automatique. L'énergie est fournie par une ou deux piles sèches qui, une fois par minute, fournissent un courant très faible pendant 1/300e de seconde. Ces piles ont

une durée de plus de 3 ans. Elles se remplacent à peu de frais et très facilement.

Le système électrique est combiné de façon que le courant ne puisse atteindre aucune partie du mouvement d'horlogerie. Il traverse des pièces fixes ou des ressorts, mais aucune pièce pivotante, ce qui supprime l'oxydation des pivots. Les contacts sont au nombre de deux; l'un établit, l'autre coupe le courant.

Le ressort qui remplace le barillet étant tendu à nouveau chaque minute, la force motrice est pratiquement constante. Le ressort agit directement sur l'axe des minutes; le nombre des rouages est donc réduit et aucun organe n'est soumis à une forte pression.

Ces horloges sont, en somme, une application du moteur électrique David Perret qui s'applique à tous les systèmes d'horloges, à pendule ou à spirale.

Un rochet F reçoit un mouvement impulsif dent par dent d'un ressort R qui est tendu par un électro A, chaque fois que le rochet F a avancé d'une dent et lorsque les deux ressorts D et D^1 sont tous deux en contact avec les bornes B et B^1.

Les extrémités du conducteur de l'électro A sont reliées, l'une au ressort de contact D^1 et l'autre au ressort de contact D. L'armature C de l'électro porte un cliquet C^1 servant à mettre en marche le rochet F. Le cliquet C^1 est pressé contre le rochet F par un ressort c afin de pouvoir faire le ressort D' d'autant plus faible et, par conséquent, de diminuer d'autant le frottement sur le cliquet.

Lorsque l'extrémité de l'armature C s'abaisse sous l'action du ressort R, le cliquet C^1 presse le ressort de contact D^1 qui est intercalé dans le circuit de l'électro A, contre la pièce de contact F^1 de la borne B^1, de telle sorte que le circuit de l'électro est fermé lorsque vers la fin de cette action du ressort R, le ressort D entre en contact avec la pièce de contact l, le second avec la pièce de contact l. La borne B est reliée à l'un des pôles d'une ou deux piles sèches ou à liquide et la borne B^1 à l'autre.

Les bornes B et B^1 et les deux autres où sont fixés les ressorts D et D^1 sont isolées du dispositif. Le ressort D est laissé libre de venirbuter contre la borne B ou en est éloigné par un second cliquet C^2, dont le pivot e est fixé excentriquement sur un bouton E pouvant tourner dans la platine du dispositif. Le pivot du cliquet c^2 peut donc être placé plus ou moins haut en tournant le bouton E. Les cliquets n'engrènent pas directement par leurs extrémités avec le rochet F; ils sont munis chacun d'une goupille latérale, dont la section est choisie d'après la fonction que le cliquet remplit. La goupille c^1 du cliquet C^1 est cylindrique; la goupille c^2 du cliquet C^2 est demi cylindrique pour être facilement soulevée par les dents du rochet F sans

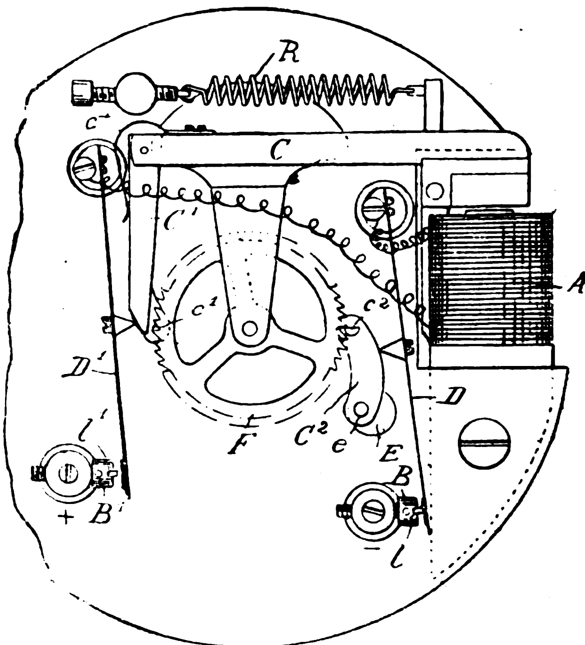


Fig. 1.

presser trop fort le ressort D (le rochet F éprouverait une trop grande résistance). Les ressorts de contact DD' ont chacun plusieurs lames qui, en détente, se trouvent dans des plans différents, mais très voisins. Les extrémités de ces lames sont munies de minces plaques d'un métal peu oxydable qui entrent en contact avec les pièces de contact l et l' également en métal peu oxydable, le contact se faisant essentiellement par pression.

Les résultats obtenus par l'application de ce moteur aux horloges sont remarquables. Un régulateur ordinaire à pendule en bois placé en observation à l'Observatoire de Neuchâtel y est resté pendant un an et pendant tout ce temps sa variation diurne n'a pas dépassé 8 centièmes de seconde.

Ces résultats n'ont rien de surprenant, c'est

actuellement le dispositif qui, en employant le moins d'énergie électrique, agit sur le mouvement de l'horloge avec la force la plus constante.

E. G.

SOCIÉTÉS SAVANTES ET TECHNIQUES

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Séance du 3 juin 1904.

Sur la polarisation des électrodes, M. E. Rothé, présentée par M. Langevin.

Dans le travail qu'il a présenté récemment comme thèse de doctorat, M. Rothé s'est proposé, par l'étude détaillée du courant qui produit la polarisation d'électrodes métalliques plongées dans l'eau acidulée, de comparer entre elles les diverses théories qui en ont été données, et d'étudier les relations entre ce phénomène et l'électrolyse.

On sait que, pour des forces électromotrices inférieures à celles qui produisent l'électrolyse, le système des électrodes et de l'électrolyte se comporte en apparence comme l'ensemble de deux condensateurs couplés en cascade, correspondant chacun à l'une des électrodes et dont les armatures, séparées par un intervalle extrêmement petit, seraient les deux faces d'une couche double séparant le métal du liquide. La somme des différences de potentiel produites par les deux couches doubles cathodique et anodique étant égale, une fois l'équilibre établi, à la force électromotrice extérieure. Il ne passe à travers l'électrolyte qu'un faible courant permanent, le courant de dépolarisation.

Quand la force électromotrice devient supérieure à la somme des différences de potentiel maxima que peuvent produire les couches doubles, le phénomène change et l'électrolyse se produit.

Cette conception simple implique tout d'abord une discontinuité entre les deux phénomènes de polarisation et d'électrolyse et suppose que la polarisation consiste uniquement dans une modification superficielle des électrodes.

M. Bouty, par l'observation du courant de décharge d'un voltamètre polarisé, beaucoup plus semblable, par l'existence de résidus à longue période, à celui d'un accumulateur que d'un condensateur, et M. Berthelot, à cause de la possibilité de combinaisons chimiques entre le métal des électrodes et les produits de décomposition de l'électrolyte, furent conduits à considérer comme insuffisante la notion du condensateur électrolytique, auquel on devrait d'ailleurs supposer une capacité variable avec la force électromotrice, et à supposer que la polarisation implique une modification en volume des électrodes, analogue à celle des plaques d'un accumulateur.

Cette notion est d'ailleurs en complet accord avec les idées de M. Nernst sur l'origine de la couche double, où un rôle fondamental est joué par une conception nouvelle, celle de *pression de dissolution*.

De même qu'un corps dissous doit, pour l'équilibre, se répartir entre deux milieux non miscibles de manière que le rapport de ses concentrations ou de ses pressions osmotiques dans les deux milieux soit constant, égal au coefficient de répartition de la substance entre les milieux, M. Nernst admet, pour les ions chargés, présents dans l'électrolyte, une propriété semblable. Leur pression osmotique ne peut avoir une valeur finie P dans l'électrolyte au voisinage immédiat de l'électrode sans qu'ils soient présents en même temps dans la masse de celle-ci en quantité proportionnelle à P. Mais, en raison de la charge électrique portée par les ions, cette pression de dissolution P peut être différente de la pression osmotique p de ces mêmes ions dans la masse de l'électrolyte si une différence de potentiel V, proportionnelle à $\log \frac{P}{p}$, existe entre l'électrode et la solution, due aux ions chargés présents au voisinage de la surface, et ayant pour effet de s'opposer à la diffusion qui tend à égaliser la pression osmotique des ions entre les différentes régions du liquide. La valeur finie de la différence de potentiel V, due à la couche d'ions, implique une valeur finie de leur pression osmotique P au voisinage immédiat du métal et par suite dans la masse même de celui-ci, dans un rapport déterminé par le coefficient de répartition de la matière corres-

pondante entre le métal et l'électrolyte. S'il s'agit d'hydrogène, par exemple, pour le métal employé comme cathode, la production de la couche double cathodique, au moment de la polarisation, miplique dissolution d'hydrogène dans le métal en proportion variable avec sa nature et avec la force électromotrice employée ; cette dissolution d'hydrogène correspond au passage d'un courant qui sera le courant de polarisation, l'hydrogène gazeux commençant à se dégager du métal pour produire l'électrolyse franche lorsque la concentration de cet hydrogène dissous dépassera celle qui peut être en équilibre avec de l'hydrogène gazeux sous la pression totale que supporte le voltamètre.

L'étude oscillographique faite par M. Rothé du courant de polarisation confirme l'existence d'une modification en volume de l'électrode. En employant deux électrodes de surfaces très différentes de manière qu'une seule d'entre elles soit appréciablement polarisée, il constate d'abord une dissymétrie très grande entre les variations du courant suivant que la petite électrode est anode ou cathode. Dans le cas de la polarisation cathodique du mercure où les phénomènes sont particulièrement nets à cause de la grande vitesse avec laquelle l'hydrogène dissous se diffuse dans la masse de l'électrode, l'oscillographe donne un courant d'abord intense qui dure un temps très court, un premier palier dont la forme dépend uniquement de la *surface* de l'électrode, puis l'intensité diminue pour rester constante pendant un temps généralement plus long, donnant le *palier principal* de la courbe dont la longueur augmente avec le *volume* de l'électrode à surface égale. Enfin, le régime permanent établi, le courant tombe à une valeur très faible. Le premier palier paraît correspondre à une modification superficielle due à l'arrivée des ions hydrogène provenant du liquide, puis, pour l'équilibre, cette modification superficielle doit s'étendre à la profondeur par dissolution et diffusion progressive de l'hydrogène dans la masse, et le courant correspondant fournit le palier principal.

Les variations de l'allure des courbes avec la force électromotrice employée, la concentration des dissolutions, la nature du métal confirment entièrement cette manière de voir.

L'oscillographe, qui a été pour M. Rothé un auxiliaire précieux en permettant de suivre et d'analyser des phénomènes de quelques millièmes de seconde de durée, permettra, par des études approfondies, de pénétrer de plus en plus le mécanisme intime de la polarisation.

C'est également dans l'effet de volume qu'on trouve l'explication des *résidus* qui ne disparaissent qu'avec une extrême lenteur quand le voltamètre est mis en court-circuit ; à cause de ces résidus, la capacité de polarisation d'un voltamètre dépend de l'état antérieur des électrodes et du temps pendant lequel elles ont été mises en court-circuit.

L'analogie entre le voltamètre et le condensateur ne peut donc être poussée très loin ; l'effet de volume oblige à comparer aussi le voltamètre à une véritable pile secondaire.

La mesure du courant permanent qui traverse l'électrolyte, pour des forces électromotrices variables, a également prouvé la continuité qui existe entre la polarisation et l'électrolyse.

La force électromotrice minima pour laquelle se produit le dégagement de bulles gazeuses visibles peut, conformément aux idées précédentes, varier avec la disposition expérimentale, en particulier avec le rapport des surfaces des deux électrodes. Si l'une d'elles est de dimensions considérables par rapport à l'autre, la polarisation pourra être complète sur cette dernière, c'est-à-dire que le dégagement de bulles pourra s'y produire avant que l'autre soit sensiblement modifiée ; on pourra ainsi avoir dégagement gazeux *sur une seule électrode* pour une force électromotrice égale ou supérieure à la force contre-électromotrice de polarisation de cette électrode seule, c'est-à-dire inférieure à celle qui produit le dégagement simultanément sur les deux électrodes et qui doit les polariser toutes deux.

Effectivement, un seul élément Daniell produit le dégagement d'hydrogène sur un fil fin de platine quand l'anode est une large lame alors qu'il faut 1,7 volt pour décomposer l'eau. Ce dégagement cesse quand la lame anodique s'est polarisée à son tour, par absorption d'oxygène, mais il suffit de la sortir et de la chauffer dans une flamme pour détruire la modification et retrouver le dégagement gazeux sur le fil de platine quand on immergera de nouveau l'anode. C. R.

Le Gérant : Ch. COINTE.

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

ÉTUDE DE LA PROPAGATION DU COURANT EN PÉRIODE VARIABLE

SUR UNE LIGNE MUNIE DE RÉCEPTEUR (*suite et fin*) (1)

Cas où le récepteur est à la terre. — Ordinairement la ligne ne se poursuit pas indéfiniment au delà du récepteur mais elle est mise à la terre ; je supposerai le fil de terre très court, de sorte que le potentiel pour $x = a + \varepsilon$ doit être nul. On a pour $x = a - \varepsilon$ et pour $x = a + \varepsilon$

$$B = \frac{1}{2ip}, \quad Be^{ipa} + Ce^{-ipa} = \Phi e^{-iqt}$$

Le potentiel pour $x = a + \varepsilon$ étant nul, le potentiel pour $x = a - \varepsilon$ sera $-Q\Phi$, ce qui donne :

$$Bipe^{ipa} - Cipe^{-ipa} = -Q\Phi^{-iqt}$$

d'où :

$$\Phi = \frac{e^{iqt + ipa}}{ip - Q}$$

La discussion est toute pareille à celle qui précède

Cas où il y a des capacités de la seconde sorte. — Supposons une capacité de la seconde sorte placée en un point de la ligne sans que l'on ait en ce point de self-induction, de résistance ni de capacité de la première sorte. Alors Φ ne sera plus continue, mais $\frac{d\Phi}{dx}$ sera continu, car nous n'avons pas en ce point de force électromotrice.

(1) Voir les numéros 30 et 31 des 23 et 30 juillet 1904.

Soient alors Φ et $\Phi + \delta\Phi$ les valeurs de la fonction Φ en amont et en aval de notre capacité de la seconde sorte ; la charge de cette capacité sera $\delta\Phi$, de sorte que l'on aura :

$$\delta\Phi = -C \frac{d\Phi}{dx}$$

si C est la valeur de cette capacité.

Nous pouvons imaginer maintenant des récepteurs formés de combinaisons quelconques de self-inductions, de résistances et de capacités des deux sortes.

Imaginons, par exemple, que nous rencontrions d'abord un récepteur formé de trois sections successives en série ; la première section ayant une self L, une résistance R, une capacité de première sorte A, la seconde ayant seulement une capacité de deuxième sorte C, la troisième semblable à la première mais avec les constantes L_1, R_1, A_1.

En amont de la première, la fonction Φ aura la valeur Φ et le potentiel $\frac{d\Phi}{dx}$; en aval, la fonction Φ sera encore égale à Φ et le potentiel à

$$V' = \frac{d\Phi}{dx} - L\frac{d^2\Phi}{dt^2} - R\frac{d\Phi}{dt} - A\Phi$$

En aval de la seconde, le potentiel aura la même valeur, mais la fonction Φ sera devenue :

$$\Phi' = \Phi - CV' = \Phi - C\frac{d\Phi}{dt} - LC\frac{d^2\Phi}{dt} - LR\frac{d\Phi}{dt} - LA\Phi.$$

En aval de la troisième, la fonction Φ sera continue, et restera égale à Φ', mais le potentiel deviendra ;

$$V'' = V' - L_1\frac{d^2\Phi'}{dt^2} - R_1\frac{d\Phi'}{dt} - A_1\Phi'$$

qui est une fonction linéaire de Φ, de $\frac{d\Phi}{dx}$ et de leurs dérivées par rapport au temps.

Plus généralement, quelle que soit la complication d'un récepteur, qu'il soit formé d'un réseau plus ou moins complexe, de selfs, de résistances, de capacités des deux sortes placées en dérivation ou en série, il sera toujours caractérisé par ce fait qu'il y aura deux relations linéaires entre les valeurs de Φ et du potentiel en amont et en aval du récepteur et quelques-unes de leurs dérivées par rapport au temps. Il en serait encore de même si l'on tenait compte de l'induction mutuelle des diverses parties du récepteur.

Méthode générale. — Que devons-nous faire alors ? On opérera toujours de la même manière ; on cherchera d'abord la solution isochrone. Pour cela on considérera la ligne comme divisée en plusieurs sections, les points de division étant la pile, le récepteur, les extrémités de lignes isolées ou mises à la terre, etc.

Dans chacune de ces sections on aura :

$$\Phi = Ae^{i(qt - px)} + Be^{i(qt - px)}$$

A et B étant des coefficients constants, et p étant lié à q par la relation

$$q^2 - 2iq = p^2$$

ou plus généralement :

$$\gamma\lambda q^2 - i\rho\gamma q = p^2$$

les constantes γ, λ, ρ pouvant ne pas être les mêmes dans les différentes sections.

Si la section est indéfinie dans un sens, l'un des deux termes de Φ devra disparaître.

Si une section se termine par une extrémité isolée, ou une mise à la terre, on aura en ce point

$$\Phi = 0, \text{ ou } \frac{d\Phi}{dx} = 0$$

ce qui donne une relation entre les coefficients A et B.

Maintenant si nous comparons deux sections consécutives, nous aurons comme nous venons de le voir deux relations linéaires entre les valeurs de Φ et de $\frac{d\Phi}{dx}$ de part et d'autre du point de division et entre leurs dérivées successives par rapport au temps. Si nous observons que pour une solution isochrone, la dérivée d'une de ces fonctions par rapport au temps est égale à cette fonction elle-même multipliée par iq, nous voyons que nous aurons deux relations linéaires entre les valeurs de Φ et $\frac{d\Phi}{dx}$ de part et d'autre du point de division mais que les coefficients de ces relations dépendent de q. Ces relations nous fournissent alors deux équations linéaires entre les coefficients A et B des deux sections consécutives.

On peut déterminer ces coefficients A et B à l'aide de ces diverses relations, et ces coefficients seront des fonctions de q, puisque nos équations linéaires dépendent de q. On aura ainsi :

$$\Phi = \Omega\,(q) e^{iqt}$$

Appelons $f\,(t)$ la force électromotrice de la pile et portons :

$$f(t) = \int \Theta\,(q) e^{iqt}\, dq, \qquad \Theta\,(q) = \frac{1}{2\pi} \int f(\tau) e^{-iq\tau}\, d\tau$$

nous aurons pour la solution générale :

$$\Phi = \int\int \frac{f(\tau)}{2\pi} e^{iq(t-\tau)}\, \Omega\,(q)\, dq d\tau$$

et pour « l'ébranlement élémentaire »

$$\Phi = \int \frac{e^{iqt}}{2\pi}\, \Omega\,(q)\, dq$$

Nous pourrons ainsi dans tous les cas mettre la fonction cherchée sous la forme d'une intégrale définie.

Premier cas. — Le premier cas est celui où il n'y a qu'un récepteur, qui peut être d'ailleurs aussi compliqué que l'on veut, mais qui est immédiatement réuni à la terre, ou bien suivi d'une ligne indéfinie; la ligne de l'autre côté de la pile est indéfinie, ou bien le second pôle de la pile est mis immédiatement à la terre. Il n'y a donc qu'une section de *longueur finie*, c'est celle qui s'étend de la pile au récepteur. Soit a sa longueur.

Nous cherchons la valeur Φ au récepteur, c'est-à-dire pour $x = a$. Dans ce cas $\Omega\,(q)$ est égal à e^{ipa} multipliée par une fonction rationnelle de p et de q. Notre intégrale peut alors être décomposée comme plus haut en éléments simples de la forme

$$\int \frac{e^{\frac{iu}{2}\left(\xi + \frac{1}{\xi}\right)} d\xi}{\xi - \alpha}$$

Si nous voulions la fonction Φ en un point quelconque de la section comprise entre la pile et le récepteur, nous verrions que $\Omega\ (q)$ est une somme de deux termes l'un contenant l'exponentielle e^{ipx}, l'autre l'exponentielle $e^{ip\,(2a-x)}$ l'une et l'autre multipliée par une fonction rationnelle de q et de p.

Deuxième cas. — Le deuxième cas est plus compliqué, c'est celui où il y a plusieurs sections de longueur finie. C'est ce qui arriverait par exemple :

1° Si le récepteur était relié à la terre, non pas immédiatement, mais par un fil de longueur finie.

2° Si le second pôle de la pile était à la terre par un fil de longueur finie.

3° Si la ligne était fermée sur elle-même de façon à équivaloir à une série indéfinie de piles et de récepteurs équidistants. (Voir plus haut le cas d'une ligne fermée).

4° Si la ligne était formée de plusieurs fils de section différente raccordés ensemble.

S'il en est ainsi, $\Omega\ (q)$ n'est plus une exponentielle multipliée par une fonction rationnelle de p et de q. Mais $\Omega\ (q)$ dépend rationnellement de p, de q et de *plusieurs* exponentielles. Nous avons même des combinaisons d'exponentielles au dénominateur.

Interprétation physique du deuxième cas. — On peut se représenter comme il suit la façon dont les choses se passent, l'onde émanée de la pile se propage dans les deux sens ; quand elle rencontre un point de division entre deux sections, une partie de la perturbation est transmise à la section suivante, une partie est réfléchie et revient en arrière.

C'est de la superposition de toutes ces ondes ayant subi des réflexions multiples que provient la fonction Φ. Il y a là quelque chose de tout à fait analogue au phénomène des anneaux colorés.

Lorsqu'on n'a qu'une section de longueur finie, comprise entre la pile et le récepteur, il y a réflexion au récepteur, mais il n'y a pas de réflexion à la pile; nous avons alors au plus une onde directe et une onde réfléchie, ce qui donne en tout pour $\Omega\ (q)$ deux termes, chacun d'eux contenant en facteur une exponentielle.

Si au contraire, il y a plusieurs sections de longueur finie; il y a plusieurs points où se produisent des réflexions, de sorte qu'une onde, renvoyée de l'un à l'autre peut subir une infinité de réflexions successives.

Nous aurons donc à considérer une infinité d'ondes distinctes. A chacune d'elles correspondra dans $\Omega\ (q)$ un terme formé d'une exponentielle, multipliée par une fonction rationnelle de p et de q. C'est la somme de tous ces termes qui est alors égale à une fonction rationnelle d'un certain nombre d'exponentielles, ainsi que de p et de q. Mais nous devons observer qu'à chaque réflexion, la perturbation est considérablement affaiblie, de sorte que ces termes décroissent rapidement et qu'il n'est nécessaire d'en considérer qu'un très petit nombre.

Nous avons donc deux manières d'écrire $\Omega\ (q)$; nous pouvons l'écrire en bloc, sous forme finie; elle est alors rationnelle non seulement par rapport à p et à q, mais encore par rapport à un certain nombre d'exponentielles. La solution du problème (pour un ébranlement élémentaire) se présente alors sous la forme d'une intégrale définie simple

$$\Phi = \int \Omega\ (q) e^{iqt}\, dq$$

mais qui se prête mal à la discussion. Nous pouvons aussi la développer en série, procédant suivant les puissances des exponentielles. (Il faut naturellement développer suivant les

puissances croissantes de celles de ces exponentielles dont la valeur absolue est plus petite que 1). On sépare ainsi les différentes ondes réfléchies; chaque terme est de la forme

$$e^{ipl}\,\mathrm{R}$$

où l est une longueur dépendant des longueurs des différentes sections et où R est rationnel en p et en q. La solution se présente alors sous la forme

$$\Phi = \Sigma \mathrm{R} e^{i(qt + pl)}\, dq$$

Il n'est pas nécessaire, comme je l'ai dit plus haut, de considérer un grand nombre de termes; et chacun de ces termes peut se traiter comme dans le premier cas.

Exemple. — Je voudrais bien montrer cette décomposition de $\Omega(q)$ en ses différents termes correspondant chacun à une onde réfléchie et pour cela je prendrai un exemple simple, et je choisirai le cas d'une ligne fermée de longueur l, avec une pile de force électromotrice $f(t)$ au point $x = 0$, et pas de récepteur.

Soit d'abord

$$f(t) = e^{iqt}, \quad \Phi = \Omega(q) e^{iqt};$$

d'où

$$\Omega(q) = \mathrm{A} e^{ipx} + \mathrm{B} e^{-ipx}$$

J'écris que Φ est continu et que $\frac{d\Phi}{dx}$ subit un saut brusque e^{iqt}; c'est-à-dire que si Φ_0 et Φ_1, $\frac{d\Phi_0}{dx}$ et $\frac{d\Phi_1}{dx}$ sont les valeurs de Φ et $\frac{d\Phi}{dx}$ pour $x = 0$ et pour $x = l$, on a :

$$\Phi_0 = \Phi_1, \quad \frac{d\Phi_0}{dx} = \frac{d\Phi_1}{dx} + e^{iqt}$$

cela donne :

$$\mathrm{A} + \mathrm{B} = \mathrm{A} e^{ipl} + \mathrm{B} e^{-ipl}$$
$$\mathrm{A}ip - \mathrm{B}ip = \mathrm{A}ip e^{ipl} - \mathrm{B}ip e^{-ipl} + 1$$

d'où

$$\mathrm{A} = \frac{1}{ip(1 - e^{ipl})}, \quad \mathrm{B} = \frac{1}{ip(1 - e^{-ipl})} = \mathrm{A} e^{ipl}$$

$$\Phi = e^{iqt}\frac{e^{ipx} + e^{ip(l-x)}}{ip(1 - e^{ipl})} = \frac{e^{iqt}}{ip}\left[\Sigma e^{ip(x + nl)} + \Sigma e^{ip(l - x + nl)}\right]$$
$$(n = 0, 1, 2, \ldots \infty)$$

Le terme $e^{ip(x+nl)}$ représente l'onde qui arrive au point x après avoir fait n tours complets dans le sens direct, le terme $e^{ip(l-x+nl)}$ représente l'onde qui a fait n tours complets dans le sens rétrograde

Inutile d'ajouter que tout se passerait de la même manière dans les autres cas où les ondes au lieu de faire une série de tours, toujours dans le même sens, se réfléchissent un certain nombre de fois et reviennent en arrière.

Raccordement de deux fils de différente section. — Il peut arriver que dans deux sections consécutives de la ligne, les constantes du fil, ρ, λ, γ n'aient pas la même valeur. On

peut par exemple raccorder deux fils de diamètre différent, ou bien raccorder une ligne sous-marine avec une ligne aérienne. Dans ce cas la valeur de p n'est pas la même dans les deux sections puisque l'équation qui définit p

$$\lambda\gamma q^2 - \rho\gamma i q = p^2$$

n'a pas les mêmes coefficients. De plus, au point de raccordement les ondes subissent une réflexion. Quelles sont les conditions de cette réflexion ? D'abord il n'y a pas de force électromotrice, donc $\frac{d\Phi}{dx}$ est continu. Ensuite l'intensité doit être la même dans les deux sections; donc $\gamma \frac{d\Phi}{dt}$ et $\gamma\Phi$ sont continus. Cela suffit pour déterminer les conditions de la réflexion, c'est-à-dire les relations linéaires entre les coefficients A et B relatifs aux deux sections.

Si les différentes sections de la ligne sont formées de fils, dont les constantes ne sont pas les mêmes, la valeur de p n'est pas la même dans les différentes sections. Alors $\Omega(q)$ est une fonction rationnelle de q, de diverses quantités $p_1, p_2, \ldots$, liées à q par des équations du second degré, et de diverses exponentielles $e^{ip_1 a_1} \ldots$, où p_1 a toujours le même sens, tandis que a_1 est la longueur de la section correspondante. (Si l'on veut l'intensité en un point quelconque de la ligne, on pourra toujours considérer ce point comme un point de division séparant deux sections).

Nos intégrales se présentent alors sous une forme encore plus compliquée. Mais on peut, quand on veut avoir une expression asymptotique, opérer toujours d'après les mêmes principes. On développera suivant les puissances des exponentielles e^{ipa}, comme p a toujours sa valeur imaginaire positive, cette expression a son module plus petit que 1 et la série converge rapidement. Chacun des termes est une exponentielle multipliée par une fonction rationnelle de q et de p. Considérons l'un de ces termes et cherchons une valeur asymptotique de l'intégrale correspondante. Pour cela il suffira de déformer le contour d'intégration jusqu'à ce qu'il aille passer par un point singulier, et de telle façon qu'en ce point singulier l'exponentielle soit beaucoup plus grande que sur tout le reste du contour; on aura l'expression asymptotique en réduisant le contour à ses parties les plus voisines du point singulier, le reste étant négligeable.

Influence des pertes, — Reprenons le calcul quand la ligne est affectée d'une perte uniforme.

Nous avons toujours l'équation de Ohm

$$\lambda \frac{di}{dt} + \rho i = E + \frac{dV}{dx}$$

mais l'équation de continuité est modifiée. La dérivée de la charge par rapport au temps, c'est-à-dire

$$\gamma \frac{dV}{dt}$$

n'est pas égale à l'apport dû au courant, c'est-à-dire à $\frac{di}{dx}$, il faut tenir compte d'une perte proportionnelle à V et que je représenterai par αV; on a donc

$$\frac{di}{dx} = \gamma \frac{dV}{dt} + \alpha V$$

ce qui montre qu'il existe une fonction Φ telle que l'on ait

$$V = \frac{d\Phi}{dt}, \quad i = \gamma \frac{d\Phi}{dt} + \alpha\Phi$$

de sorte que l'on a

$$\lambda\gamma \frac{d^2\Phi}{dt^2} + (\lambda\alpha + \rho\gamma) \frac{d\Phi}{dt} + \alpha\rho\Phi = \frac{d^2\Phi}{dx^2} = E$$

ou en employant la notation symbolique

$$\left(\lambda \frac{d}{dt} + \rho\right)\left(\gamma \frac{d}{dt} + \alpha\right)\Phi - \frac{d^2\Phi}{dx^2} = E$$

Si l'on suppose $E = 0$, il vient :

$$\lambda\gamma \frac{d^2\Phi}{dt} + (\lambda\alpha + \rho\gamma) \frac{d\Phi}{dt} + \alpha\rho\Phi = \frac{d^2\Phi}{dx^2}$$

Si nous posons :

$$\Phi = e^{kt}\,U$$

et qu'on choisisse k de telle sorte que

$$\lambda\gamma k^2 + (\lambda\alpha + \rho\gamma)\,k + \alpha\rho = 0$$

ou

$$(\lambda k + \rho)\,(\gamma k + \alpha) = 0,$$

on est ramené à l'équation des télégraphistes. En effet on a symboliquement :

$$\frac{d}{dt}(e^{kt}U) = e^{kt}\left(\frac{dU}{dt} + kU\right) = e^{kt}\left(\frac{d}{dt} + k\right)U$$

de sorte que U satisfait à l'équation :

$$\left(\lambda \frac{d}{dt} + \lambda k + \rho\right)\left(\lambda \frac{d}{dt} + \gamma k + \alpha\right)U = \frac{d^2U}{dx^2}$$

Il y a deux valeurs de k pour lesquelles cette équation se réduit à celle des télégraphistes :

1° Si $\lambda k + \rho$ est nul, il reste :

$$\lambda\gamma \frac{d^2U}{dt^2} + (\alpha\lambda - \gamma\rho) \frac{dU}{dt} = \frac{d^2U}{dx^2}$$

2° Si $\gamma k + \alpha$ est nul, il reste :

$$\lambda\gamma \frac{d^2U}{dt^2} + (\gamma\rho - \alpha\lambda) \frac{dU}{dt} = \frac{d^2U}{dx^2}$$

On remarquera que dans l'une de ces deux équations, le coefficient de $\frac{dU}{dt}$ est positif, de sorte qu'on peut disposer des unités de façon que le coefficient de $\frac{d^2U}{dt^2}$ devienne égal à 1 et celui de $\frac{dU}{dt}$ à 2, ce qui est l'hypothèse que nous avons faite dans les calculs antérieurs.

Quelle est la signification des deux valeurs de k. Supposons qu'après avoir isolé parfaitement la ligne à ses deux extrémités, on lui communique une charge uniforme, cette charge se dissipera peu à peu à cause des pertes; mais la charge restera uniforme; il ne naîtra donc aucun courant dans la ligne, et nous aurons :

$$\gamma \frac{dV}{dt} + \alpha V = 0$$

d'où

$$V = e^{kt}, \quad \gamma k + \alpha = 0$$

La seconde valeur de k définit donc la rapidité avec laquelle se perd la charge; elle est essentiellement négative.

Supposons maintenant que la ligne soit soumise pendant un certain temps à une force électromotrice E uniformément répartie tout le long de la ligne; dans le régime qui s'établira, l'intensité i sera constante et égale à $\frac{E}{\rho}$ tout le long de la ligne; la ligne ne prendra aucune charge et on aura $V = 0$. Faisons maintenant disparaître brusquement la force électromotrice, le courant i restera indépendant de x et V restera nul, de sorte qu'on aura :

$$\lambda \frac{di}{dt} + \rho i = 0$$

d'où

$$i = e^{kt} \qquad \lambda k + \rho = 0$$

La première valeur de k définit la rapidité avec laquelle disparaît un courant uniforme, quand la ligne n'a pris aucune charge; elle est essentiellement négative.

Qu'arrive-t-il maintenant si les deux valeurs de k sont égales; on a alors :

$$\gamma\rho - \alpha\lambda = 0$$

de sorte que notre équation se réduit à

$$\lambda\gamma \frac{d^2U}{dt^2} = \frac{d^2U}{dx^2}$$

C'est l'équation des cordes vibrantes, la valeur de U se propage avec une vitesse uniforme, égale à celle de la lumière et sans altération. Quant à celle de $\Phi = e^{kt}U$, elle se propage avec cette même vitesse, et sans autre altération qu'un affaiblissement représenté par le facteur exponentiel e^{kt}.

Ainsi pour une certaine valeur de la perte, qu'on pourrait appeler *perte idéale*, les signaux s'affaiblissent avec la distance, mais *sans rien perdre de leur netteté*.

On conçoit donc que dans certains cas, une perte puisse améliorer les transmissions.

Remarque sur le transmetteur. — Dans tout ce qui précède nous avons toujours supposé que la force électromotrice de la pile $f(t)$ était donnée en fonction du temps. Cela est vrai si la ligne mise à la pile pendant l'émission des signaux, est mise immédiatement à la terre dans l'intervalle des signaux. Les choses se passeraient d'une façon plus compliquée si dans l'intervalle des signaux la ligne était isolée, ou réunie à la terre par l'intermédiaire d'un récepteur.

Considérons le cas où la ligne est isolée; on a pour $x = 0$

1° avant l'émission du signal:

$$\Phi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d\Phi}{dx} = 0;$$

2° pendant l'émission du signal

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{2} \text{ (la force de la pile} = 1);$$

3° après l'émission du signal $\frac{d\Phi}{dx} = 0$, $\Phi = C$.

Si l'on avait après l'émission du signal $\frac{d\Phi}{dx} = 0$, et si le signal était très court, émis au temps zéro et la ligne indéfinie, on aurait :

$$\text{pour } t < x,\ \Phi = 0,\ \text{pour } t > x,\ \Phi = Ke^{-t} J_0\left(\sqrt{x^2 - t^2}\right)$$

et on trouverait des valeurs analogues si l'on supposait que la durée de l'émission est finie (vide supra).

Soit Φ_0 la valeur de Φ correspondant à cette hypothèse, $\Phi_0 + \Phi_1$ la véritable valeur de Φ ; on aura avant et pendant l'émission $\Phi = 0$, puisque les hypothèses ne deviennent différentes qu'après l'émission. Après l'émission on aura : pour $x = 0$,

$$\Phi_1 = C - \Phi_0$$

de sorte que Φ_1 est donné pour $x = 0$. Nous remarquerons que cette valeur donnée de Φ_1 est toujours positive, parce que pour $x = 0$ les fonctions $e^{-t} J_0(it)$ et Φ_0 sont toujours décroissantes.

Ainsi Φ_1 est donnée en fonction de t ; elle est nulle jusqu'à la fin de l'émission et positive ensuite. Le calcul de Φ_1 pour des valeurs de x différentes de zéro est facile. Nous trouvons ; si $\Phi_1 = e^{iqt}$ pour $x = 0$: (et dans le cas de la ligne indéfinie)

$$\Phi_1 = e^{i(qt + px)}$$

d'où pour un ébranlement instantané :

$$\Phi_1 = \frac{1}{2\pi} \int e^{i(qt + px)}\, dq = \varphi(t, x).$$

Si nous supposons $\Phi_1 = f(t)$ pour $x = 0$, il vient, comme plus haut :

$$\Phi_1 = \int f(\tau)\, \varphi(t - \tau, x)\, d\tau$$

je remarque seulement que $f(\tau)$ étant essentiellement positif, la fonction Φ_1 ne décroîtra que très lentement et que les transmissions seront beaucoup plus mauvaises.

Si l'on supposait qu'après l'émission la ligne est mise à la terre par l'intermédiaire d'un récepteur, le calcul serait analogue. On aurait avant l'émission

$$\Phi = \frac{d\Phi}{dx} = 0$$

pendant l'émission

$$\frac{d\Phi}{dx} = \frac{1}{2}$$

après l'émission une certaine relation entre Φ et ses dérivés que j'écris $\Delta\Phi = 0$. Soit alors Φ_0 ce qui serait Φ si on mettait *directement* à la terre après l'émission, $\Phi_0 + \Phi_1$, la vraie valeur de Φ.

On a alors

Avant et pendant l'émission

$$\Phi_1 = \Delta\Phi_1 = 0$$

Après l'émission

$$\Delta\Phi_1 = -\Delta\Phi_0$$

C'est-à-dire que $\Delta\Phi_1$ est une fonction connue du temps. On cherchera la solution isochrone en supposant d'abord $\Delta\Phi_1 = e^{iqt}$ et on en déduira, toujours par le même procédé, la solution générale et l'ébranlement élémentaire. Il est clair qu'on peut encore opérer de même dans des cas plus compliqués.

H. Poincaré.

L'ÉCLAIRAGE PAR L'ÉLECTRICITÉ

DES TRAINS DE CHEMINS DE FER

Les brillants résultats obtenus sur les tramways et chemins de fer électriques, où l'éclairage des wagons par l'électricité s'imposait et a été réalisé à la satisfaction de tous, ont rendu le public fort difficile sur l'éclairage des trains mus par la vapeur. L'éclairage par l'électricité offre sur l'ancien mode d'éclairage par gaz riche l'avantage principal de pouvoir distribuer la lumière suivant les besoins des voyageurs. En particulier il permet au public, grâce à la disposition convenable de lampes murales, de s'adonner sans fatigue à la lecture, distraction qui tend de plus en plus à occuper les voyageurs. Il est de plus possible par l'installation de lampes de tables, de plafond ou murales, de rendre beaucoup plus confortable et commode l'éclairage des wagons-restaurants, wagons-lits et des voitures de luxe. N'oublions pas que la clarté de la lampe électrique et l'éclairairement du livre dépendant de la place que la lampe occupe dans les wagons, fatiguent considérablement moins la vue des lecteurs, qui par suite peuvent tromper d'une manière agréable la longueur, même relative des trajets. Obtenir avec l'ancien mode d'éclairage an gaz la même clarté qu'avec la lumière électrique, est pratiquement impossible, d'autant plus qu'il est plus fatiguant d'être exposé à une clarté trop vive qu'à une lumière insuffisante.

Etant donné l'état actuel de l'industrie électrique, l'éclairage de trains par l'électricité ne peut plus compter parmi les installations de luxe. Il offre trop d'avantages, consacrés par de nombreuses et fructueuses études, tant par les considérations signalées plus haut que par une très grande facilité d'utilisation et de maniement des appareils, pour qu'il ne puisse plus être question de réserver ce mode d'éclairage aux voitures de 1re et 2me classe des grandes lignes. Il serait d'ailleurs pratiquement difficile de limiter de la sorte l'emploi de la lumière électrique, car les wagons les plus récents vont, après un certain nombre d'années terminer leur service dans des trains de moindre importance sur des lignes secondaires ou d'intérêt local. L'éclairage électrique est donc destiné à se propager même dans les trains de toutes catégories et les plus lents des plus petites lignes.

Un autre avantage de l'éclairage par l'électricité est la plus grande sécurité qu'il offre contre l'incendie. De graves accidents sont arrivés à des trains rapides du fait de l'emploi du gaz, qui s'échappant en grande quantité de récipients endommagés mettait le feu au train et détruisait wagons et voyageurs. De tels accidents sont moins à redouter avec l'électricité, les moyens de protection étant beaucoup plus efficaces et rigoureux.

Les avantages de l'éclairage des trains par l'électricité étant reconnus, quel sera le système à préconiser? On distingue deux manières de distribuer le courant aux lampes; dans la première il n'y qu'une seule source d'électricité pour la totalité des voitures et il règne sur toute la longueur des trains un conducteur principal, sur lequel les lampes sont mises en dérivation; dans la deuxième, chaque voiture possède une source propre pour l'alimentation de ses lampes. Dans le cas du conducteur général, la source unique se trouve sur la locomotive ou dans le fourgon d'avant, et la dynamo génératrice est mise en mouvement par une petite machine à vapeur alimentée par la vapeur d'échappement de la locomotive, ou directement par l'essieu de la voiture. Chaque voiture est pourvue de son câblage spécial, comme cela existe pour les conduites de chauffage et du frein à air; des coupleurs spéciaux réunissent les voitures les unes aux autres, de sorte qu'il n'existe qu'une seule conduite d'alimentation sur toute la longueur du train. Au contraire, dans le cas du système par voiture, chacune d'elles porte un groupe générateur actionné directement par l'un des essieux. Les interruptions inévitables dans la production du courant, qui sont dues aux arrêts des trains, sont compensées dans les deux cas par des batteries d'accumulateurs qui se chargent de jour.

L'application de l'un ou de l'autre système n'est pas indifférente. Les voitures qui sont disposées pour l'éclairage par source unique ne peuvent entrer dans la composition d'un train, que tant qu'elles possèdent exactement la même organisation intérieure et qu'elles exigent une source de courant pareille pour toutes. Un tel train ne peut contenir de voitures à éclairage électrique de nature différente, ni surtout de voitures éclairées au gaz, à moins toutefois que ces dernières ne portent en outre l'équipement électrique nécessaire.

Le cas d'éclairage par source unique exige donc que le train arrive à la station terminus sans que le nombre ou la nature des voitures ait pu varier, depuis la station de départ; sa composition est bien déterminée, eu égard au nombre de lampes qui peuvent être alimentées par la source unique portée par le train. Cette condition si importante n'intervient pas dans le cas où chaque voiture est indépendante en possédant sa source particulière, et où il n'y a pas à se préoccuper si la voiture voisine est éclairée au gaz ou à l'électricité.

Malgré les avantages que présente l'éclairage indépendant de chaque voiture, c'est l'éclairage par source unique qui d'abord a réuni tous les suffrages. Ce fait curieux pourrait bien être dû au mouvement qui tendait alors à introduire la commande à distance, permettant de réunir en un seul point et en une seule main tous les appareils de commande, procédé qui se trouve tout naturellement appliqué dans le système des freins à air, et du chauffage au moyen de la vapeur de la locomotive. Cela pourrait bien expliquer jusqu'à un certain point la préférence qu'on donne à l'éclairage par source unique, sans cependant que les mêmes raisons puissent en justifier l'emploi. Il est, en effet, de toute évidence que la question du frein à air doit être considérée d'un point de vue tout différent et tout particulier, étant donné que le but des freins est d'agir instantanément et simultanément sur toutes les voitures, de la première à la dernière; la commande d'un seul point s'impose par conséquent. Quant au chauffage des wagons, il suffit de remarquer que la vapeur provient de la locomotive. Donc, pour les freins à air et le chauffage à la vapeur, la conduite générale était une condition primordiale. Il n'en est pas de même pour la production du courant d'éclairage. Peu importe, en effet, que les courants d'alimentation

proviennent d'une source unique, ou d'un grand nombre de petites sources. La question ne peut dépendre que d'une plus ou grande commodité d'organisation, du coût de l'installation et de l'entretien. En Angleterre, où la question de l'éclairage par source unique a été étudiée de très près, on est, malgré de grands progrès, revenu à l'éclairage indépendant. De même, en Allemagne, où des essais furent faits en actionnant la dynamo par une turbine à vapeur placée sur la locomotive, la méthode d'éclairage par source unique fut peu à peu abandonnée.

La commande du groupe générateur actionné par un moteur à vapeur a cependant été dans le cas de la source unique assez rapidement modifiée par mesure de sécurité, et remplacée par la commande directe par l'essieu de la voiture, à l'aide, par exemple, de galets de friction intermédiaires. La question n'était pas en effet d'obtenir une bonne lumière, ce qui s'obtenait par la construction irréprochable de la dynamo, mais d'assurer une marche du groupe sans danger pour les voitures, et d'obtenir un service égal et régulier.

D'autres faits plaident contre l'éclairage par source unique et en faveur de l'éclairage indépendant, données qui ressortent de l'exploitation même des réseaux de chemin de fer. Il a été dit plus haut, que seules peuvent entrer dans la composition d'un train éclairé d'un point unique, les voitures ayant les mêmes dispositions ou tout au moins munies d'une conduite principale et de deux coupleurs, permettant de ne pas interrompre l'alimentation des voitures. Il en résulte que les voitures d'une Compagnie ne peuvent être employées que sur le réseau lui appartenant, pour peu que la Compagnie voisine possède un autre mode d'éclairage. Cela conduit à des difficultés considérables surtout dans les pays de frontière où les systèmes peuvent être tout à fait différents. Il ressort donc déjà de là, qu'il n'est pas possible de restreindre l'éclairage par l'électricité à de certaines catégories de trains circulant sur des lignes déterminées.

Après avoir vieilli en faisant le service des rapides sur les grandes lignes, les voitures finissent par constituer les petits trains même mixtes, traversant les frontières entre les gares voisines, en passant d'une compagnie à une autre. Une statistique établie pour le service d'été en 1903 mentionne qu'en Prusse 800 voitures de voyageurs sont sorties du réseau; en ajoutant encore 50 p. 100 de voitures tenues en réserve ou envoyées en réparation, cela fait 1 200 wagons qui devront être munis de deux systèmes d'éclairage différents, dont le système à source unique. Par contre 400 voitures étrangères seulement ont pénétré sur le réseau et comme il arrive le plus souvent que pour des raisons diverses ces voitures doivent être intercalées au milieu du train, il est de toute évidence qu'elles doivent porter au moins deux systèmes d'éclairage. Non moins gênantes seraient les voitures des hautes personnalités voyageant dans leurs propres wagons, si celles-ci ne pouvaient être éclairées que par un seul moyen. Signalons encore les trains mixtes, dans lesquels il n'est pas possible, l'éclairage par source unique étant adopté, de mettre les wagons dans un ordre souvent imposé par les circonstances, mais inacceptable pour la question particulière de l'éclairage.

Les quelques exemples que nous venons de donner suffisent amplement à démontrer les ennuis créés par l'emploi de l'éclairage des trains par source unique. Il faut d'ailleurs remarquer que la majorité des Compagies a finalement adopté le système d'éclairage indépendant, lequel permet de ranger les voitures dans un ordre quelconque sans nuire en quoi que ce soit au trafic. Ce système offre de plus l'avantage de coûter relativement moins cher. Car il est très onéreux, dans le cas de l'éclairage par source unique, de munir des milliers de voitures de câblages et coupleurs coûteux, qui ne paieront peut-être pas, par les services qu'ils seront appelés à rendre, leurs prix d'achat et d'installation.

Ces différentes considérations ont amené les Compagnies à adopter dans leurs nouvelles voitures le système d'éclairage indépendant. Revenir à l'autre système semblerait plutôt faire un pas en arrière dans la voie du progrès.

L. Munch.

DIAGRAMME DES MOTEURS POLYPHASÉS ASYNCHRONES [1]

L'épure circulaire bien connue des moteurs polyphasés asynchrones repose, comme on le sait, sur l'hypothèse d'un flux primaire constant. Cette hypothèse est peu exacte aux fortes charges, et l'on a été amené à faire une correction après coup, pour tenir compte de la résistance ohmique primaire. Nous ne discuterons pas ici les mérites respectifs des diverses corrections qui ont été proposées; nous dirons seulement qu'elles conduisent en général à des calculs assez laborieux et que, par contre, la correction graphique très simple indiquée par M. A. Heyland [2] semble être peu rigoureuse. Dans ce qui suit, nous nous proposons de montrer comment l'on peut, par des méthodes purement géométriques, et en tenant compte rigoureusement de la résistance ohmique primaire, arriver à un diagramme circulaire donnant comme cas particulier immédiat l'épure ordinaire Behrend-Blondel-Heyland.

Pour simplifier l'écriture, et donner plus de généralité aux formules, nous emploierons la notation vectorielle si commode de M. A. Blondel, tout en nous servant des mêmes symboles que l'éminent auteur, afin de faciliter les comparaisons [3].

Notations. — Désignons par :

U la tension vectorielle du réseau d'alimentation ;

$r_1 r_2$ les résistances vectorielles des deux enroulements ;

$\lambda_1 \lambda_2$ leurs self-inductances vectorielles ;

$I_1 I_2$ les intensités efficaces des courants primaire et secondaire ;

ω la vitesse angulaire du moteur supposé bipolaire ;

$\Omega = \frac{2\pi}{T}$ la vitesse de pulsation du courant primaire ;

$\sigma = 1 - \frac{1}{\nu_1 \nu_2}$ le coefficient de dispersion, ν_1 et ν_2 étant les coefficient d'Hopkinson définis par M. A. Blondel ;

$M = \sqrt{\lambda_1 \lambda_2 (1 - \sigma)}$ le coefficient d'induction mutuelle vectoriel du primaire et du secondaire [4].

---

(1) Le manuscrit de cet article nous a été envoyé vers le mois de mars, mais par suite d'événements divers la publication en a été retardée. La Rédaction tient à signaler ce fait car M. Grob a tout récemment publié dans l'*E. T. Z.* un travail aboutissant aux mêmes résultats que M. Bethenod mais par une méthode plus longue ainsi que les lecteurs pourront s'en rendre compte prochainement par l'analyse qui en sera donnée.

(2) Méthode d'essai des moteurs d'induction, par A. Heyland, *Éclairage Électrique*, t. XXIV, p. 17, 7 juillet 1900.

(3) Cf. Notes sur la théorie élémentaire des appareils à champ tournant, par A. Blondel, *Lumière Électrique*, t. L, 25 novembre 1893 et suivants. Nous rappellerons ici que les quantités vectorielles sont simplement égales à la somme des quantités correspondantes dans les divers circuits déphasés. Le but de ces notations est de débarrasser les équations des symboles représentant les nombres de phases du rotor et du stator.

(4) Si l'on désigne par $N_1 N_2$ les nombres totaux de fils périphériques des enroulements primaire et secondaire, $K_1 K_2$ les coefficients d'utilisation des ampères-tours de l'inducteur et de l'induit, $k_1 k_2$ ceux des forces électromotrices (tenant compte comme les coefficients précédents du genre d'enroulement), p le nombre de paires de pôles,

Les équations fondamentales vectorielles sont alors :

$$\overline{U} = \overline{r_1 I_1} + \overline{\lambda_1 \Omega I_1} + \overline{M \Omega I_2} \qquad (1)$$
$$\overline{O} = \overline{r_2 I_2} + \lambda_2 (\Omega - \omega) I_2 + \overline{M (\Omega - \omega) I_1} \qquad (2)$$

(les vecteurs $\overline{\lambda_1 \Omega I_1}$, $\overline{M \Omega I_2}$, $\overline{\lambda_2 (\Omega - \omega) I_2}$, $\overline{M (\Omega - \omega) I_1}$, sont, comme on le sait, en quadrature avec les courants qui leur donnent naissance).

Lieu du courant primaire (fig. 1). — Prenons comme origine des phases la phase du courant I_1 ; l'équation (2) nous donne évidemment le triangle OAB dans lequel :

$$OA = M (\Omega - \omega) I_1$$
$$OB = r_2 I_2$$
$$BA = \lambda_2 (\Omega - \omega) I_2$$

Si l'on appelle θ l'angle AOB, l'on aura ainsi

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{(\Omega - \omega) \lambda_2}{r_2}. \qquad (3)$$

De même, l'égalité vectorielle (1) fournit le contour polygonal OHKNO dans lequel :

$$OH = r_1 I_1$$
$$HK = \lambda_1 \Omega I_1,$$
$$KN = M \Omega I_2$$
$$ON = U.$$

On remarque immédiatement que si, au point N, l'on élève une perpendiculaire ND sur KN, l'angle KDN est égal à l'angle AOB $= \theta$ comme ayant ses côtés parallèles chacun à chacun à ceux de cet angle. On tire de là :

$$KD = \frac{M \Omega I_2}{\sin \theta}$$

Or le triangle rectangle OAB donne :

$$\sin \theta = \frac{\lambda_2 (\Omega - \omega) I_2}{M (\Omega - \omega) I_1}$$

d'où

$$\frac{I_2}{\sin \theta} = \frac{M I_1}{\lambda_2}$$

En portant cette valeur dans l'expression de KD, l'on obtient en dernier lieu :

$$KD = \frac{M^2 \Omega}{\lambda_2} \times I_1 = (1 - \sigma) \lambda_1 \Omega I_1$$

$\mathcal{R}$ la réluctance magnétique du circuit parcouru par le flux commun au rotor et au stator, les quantités λ_1, λ_2, M, sont données, comme l'a montré M. A. Blondel, par les égalités

$$\lambda_1 = \frac{\pi K_1 k_1 N^2_1 \nu_1}{p \mathcal{R}}$$
$$\lambda_2 = \frac{\pi K_2 k_2 N^2_2 \nu_2}{p \mathcal{R}}$$
$$M^2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\nu_1 \nu_2} = \frac{\pi^2 K^2_1 k^2_2 N^2_1 N^2_2}{p^2 \mathcal{R}^2} = \frac{\pi^2 K^2_2 k^2_1 N^2_1 N^2_2}{p^2 \mathcal{R}^2}$$

Cf. Propriétés des champs tournants, *Éclairage Électrique*, 24 août 1895, p. 364.

Divisons maintenant toutes les lignes de la figure (1) par I_1 ; elles représentent alors des impédances et l'on a :

$$OH = r_1, \quad KH = \lambda_1 \Omega, \quad KD = \frac{M^2}{\lambda_2} \Omega = (1 - \sigma) \lambda_1 \Omega.$$

Ces trois quantités sont donc constantes et indépendantes de ω et r_2, c'est-à-dire du

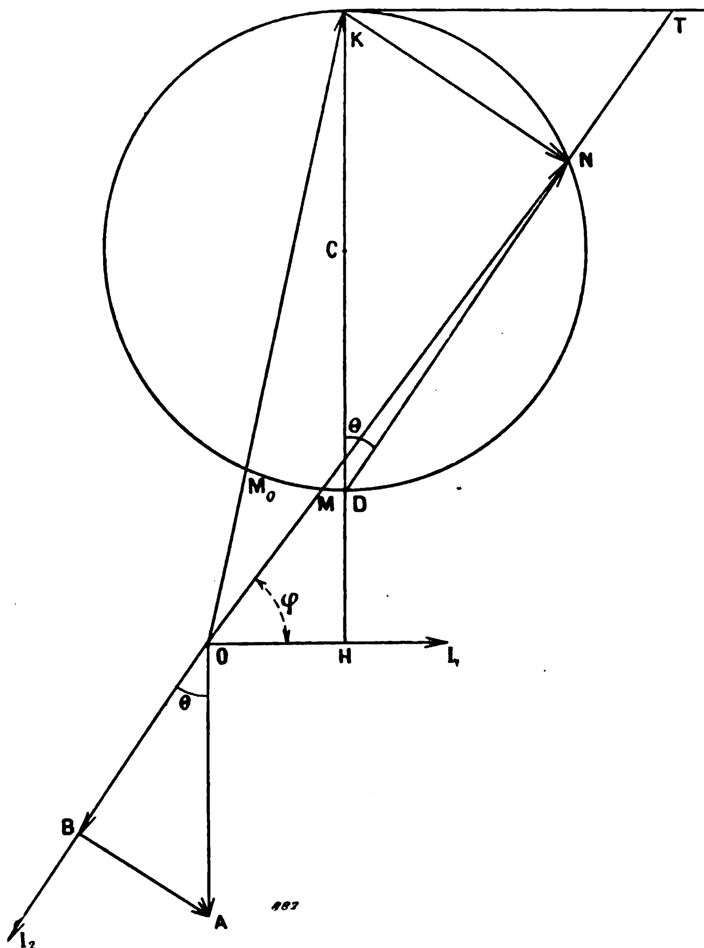


Fig. 1.

régime auquel se trouve soumis le moteur. Quant à la ligne ON, elle représente l'impédance apparente $\frac{U}{I_1}$.

Dans ces conditions, si la vitesse angulaire varie, le point N décrit un cercle ayant KD comme diamètre, puisque cette longueur est constante et que l'angle DNK est droit. Si l'on marche de plus à potentiel constant, la longueur $ON = \frac{U}{I_1}$ pourra servir à mesurer l'inverse du courant I_1. Il est d'ailleurs facile d'obtenir directement ce courant I_1 ; soit en effet M le point d'intersection de ON avec le cercle C, d'après un théorème bien connu de géométrie élémentaire, il existe la relation :

$$\begin{aligned} OM \times ON &= \overline{OC}^2 - \overline{CD}^2 \\ &= r_1^2 + \sigma \Omega^2 \lambda_1^2 \\ &= \text{constante} \end{aligned} \qquad (4)$$

On en déduit :

$$\begin{aligned} OM &= \frac{r^2_1 + \sigma\Omega^2\lambda^2_1}{U} \times I_1 \\ &= \text{constante} \times I_1 \end{aligned}$$

La longueur OM peut donc servir à mesurer I_1 pour chaque valeur de l'angle θ (1).

Il est à remarquer que si l'on prolonge la droite DN jusqu'à son point de rencontre en T avec la perpendiculaire KT élevée en K sur KH, le triangle rectangle DKT donne l'égalité :

$$\begin{aligned} KT &= KD \operatorname{tg} \theta \\ &= \frac{(1 - \sigma)\,\Omega\lambda_1\lambda_2}{r_2}\,(\Omega - \omega) \\ &= \text{constante} \times (\Omega - \omega) \end{aligned}$$

La longueur KT pourrait donc servir à la mesure du glissement, mais son emploi serait très incommode, car on serait conduit à une échelle d'une longueur inadmissible et de plus le point N d'intersection de DT avec le cercle est très incertain même pour de faibles glissements. Nous serons donc amenés à chercher une autre représentation du glissement (2).

Angle de décalage. — L'angle HOM représente l'angle φ de décalage de I_1 sur U. Le facteur de puissance $\cos \varphi$ est donc maximum quand la droite OM est tangente au cercle C.

Représentation du courant secondaire. — Considérons les triangles OKN, OM_0M, M_0 étant le point d'intersection de KO avec le cercle C ; ils sont semblables comme ayant un angle en O commun compris entre des côtés proportionnels :

en effet

$$OM_0 \times OK = ON \times OM = \text{constante}$$

d'où :

$$\frac{OM_0}{ON} = \frac{OM}{OK}$$

On a donc

$$\frac{M_0M}{KN} = \frac{OM_0}{ON}$$

$$M_0M = OM_0 \times \frac{KN}{ON}$$

Or

$$ON = \frac{U}{I_1}$$

$$KN = \frac{M\Omega I_2}{I_1}$$

(1) Pour donner plus de clarté à l'épure nous avons exagéré à dessein sur la figure les longueurs $r_1 = OH$ et $\sigma\lambda_1\Omega = HD$ qui sont en réalité très petites par rapport à $KD = \lambda_1\Omega\,(1 - \sigma)$. Lorsque la résistance r_1 est grande, il peut se faire que le *courant diminue d'abord à mesure que le glissement augmente*, pour croître ensuite d'une manière continue jusqu'à l'arrêt. Cette anomalie, dont l'épure rend très bien compte, peut être vérifiée expérimentalement très facilement par l'introduction de résistances ohmiques dans le circuit primaire. Nous avons pu en constater l'existence sur un petit moteur triphasé de 2 kilogrammètres construit par un amateur et dont la résistance primaire était très élevée.

(2) Nous rappelons ici que M. A. Potier a donné une épure analogue pour le lieu du courant primaire d'un transformateur (Cf. *Leçons d'Électrotechnique Générale*, par P. Janet, Gauthiers-Villars, chap. XIX, p. 418). Elle correspond au cas particulier de $\omega = 0$ $\left(\operatorname{tg} \theta = \frac{\lambda_2\Omega}{r_2}\right)$ du diagramme ci-dessus. A cette occasion, nous ferons observer que cette épure convient bien mieux à l'étude des moteurs qu'à celle des transformateurs, car dans ce dernier cas elle mélange les constantes propres de l'enroulement secondaire avec celles du circuit secondaire extérieur lui-même, et de plus suppose λ_2 constant, ce qui restreint beaucoup ses applications. Nous signalerons enfin que la méthode a été appliquée également à diverses reprises par M. F. Bedell, à l'étude des transformateurs (Cf. Lieux de l'admissance et de l'impédance, par F. Bedell, *Éclairage Électrique*, t. X, p. 78. — Mémoire présenté à la Société de Physique de Londres, 26 juin 1896.)

Donc finalement :

$$M_0M = OM_0 \times \frac{M\Omega}{U} \times I_2 \qquad (5)$$

La longueur OM_0 étant constante, on en conclut que la longueur MM_0 peut servir à la mesure de I_2.

On peut mettre ce résultat sous une forme plus expressive en remarquant que OM_0 mesure à l'échelle des I_1 le courant à vide I_0 ($\theta = 0$). Le courant $I_1 = OM$ peut donc être représenté comme la résultante géométrique du courant à vide $I_0 = OM_0$ et d'un courant $aI_2 = MM_0$ proportionnel au courant I_2 du circuit secondaire.

Nous appellerons ce courant aI_2 courant secondaire équivalent, a étant donné par la relation :

$$\frac{M_0M}{OM} = \frac{KN}{OK}$$

ou bien

$$\frac{aI_2}{I_1} = \frac{\frac{M\Omega I_2}{I_1}}{r^2_1 + \lambda^2_1\Omega^2}$$

et finalement en posant $z_1 = \sqrt{r_1^2 + \lambda_1^2\Omega^2}$

$$a = \frac{M\Omega}{z_1} \qquad (6)$$

(*A Suivre.*)

J. Bethenod.
Ingénieur-électricien.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

THÉORIES ET GÉNÉRALITÉS

Sur la réluctance d'un aimant rectiligne. **Anfossi.** *L'Elettricista*, 15 avril 1904.

Un aimant rectiligne présente une réluctance qui n'est pas *a priori* calculable en fonction des dimensions du noyau et des ampères-tours d'excitation. La question a donné lieu à des hypothèses assez divergentes. Silvanus Thomson admet, sans en donner de raisons, que la réluctance totale du circuit est inversement proportionnelle à la surface du noyau de fer, sans qu'il soit question ni de la longueur ni de la section de ce dernier.

Feldmann propose la formule empirique suivante, pour la réluctance extérieure

$$R = \frac{1}{2\pi a}$$

où a est le rayon de la sphère ayant même surface que la partie du noyau émergeant d'un côté de la bobine.

Hospitalier, pour une bobine sans fer, admet que le coefficient de self-induction est

$$L = \frac{4\pi n^2 s}{l},$$

ce qui suppose que la réluctance extérieure est prise égale à zéro.

Si on admet que la réluctance extérieure est du même ordre que celle du noyau, il est aisé de voir que cette hypothèse conduit à supposer la section du circuit extérieur infinie.

Dans une séance de la section des Electriciens italiens de Gênes, l'auteur se propose d'exposer quelques considérations qui puissent contribuer à l'étude de ce problème.

***.

Il considère un aimant rectiligne, que, pour simplifier, il suppose réduit à deux masses $+m$, $-m$, (fig. 1); soit à sa demi-longueur; avec

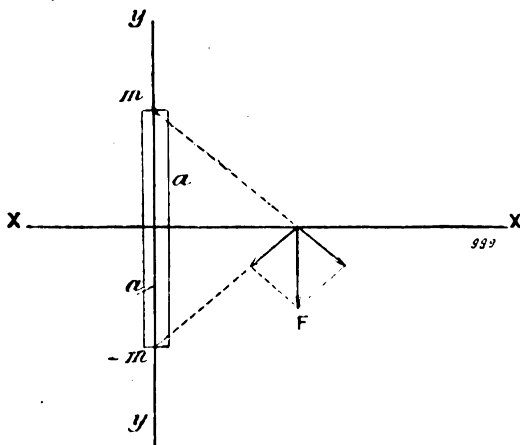


Fig. 1.

les axes de coordonnées indiqués dans la figure, le champ dans le plan équatorial sera exprimé par

$$F = 2am\left(a^2 + x^2\right)^{-\frac{3}{2}}.$$

La figure 2 représente la courbe de variation de ce champ en fonction de la distance à l'axe de l'aimant. Il en ressort que les lignes de force se resserrent autour de l'aimant; à une distance relativement faible, le champ est à

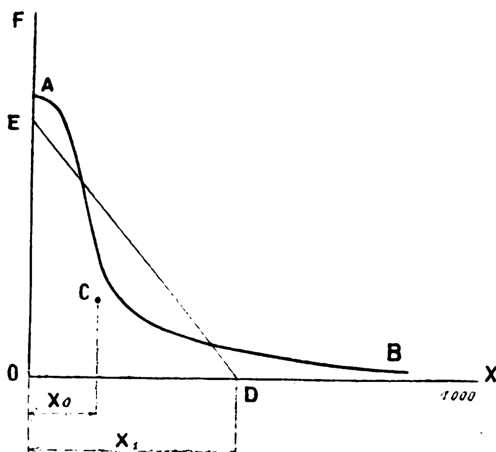


Fig. 2.

peine perceptible, il n'est donc pas rationnel de supposer la section extérieure du flux infinie.

L'aire comprise entre la courbe AB et les axes (fig. 2) qui représente la totalité des lignes de force traversant un plan méridien quelconque, peut être assimilé sans grande erreur à un triangle de même aire et son centre de gravité à la même distance de l'axe. Soit x_0 l'abcisse du centre de gravité C du triangle, on a évidemment $OD = x_1 = 3\,x_0$. Cette hypothèse revient à admettre que le champ décroît linéairement et que le flux tout entier est compris dans le tube de force limité par le cercle équatorial de rayon x_1.

L'auteur prend comme longueur moyenne du circuit extérieur celui de la ligne de force moyenne passant par la projection de C sur l'équateur, et comme section moyenne du flux le quotient du volume du tube de force précité par la longueur de la ligne de force moyenne. Le quotient de la longueur par la section donne la réluctance.

Le calcul de la position du centre de gravité donne $x_0 = a$, d'où $x_1 = 3a$. L'équation des lignes de force est

$$\frac{y+a}{\sqrt{(a+y)^2+x^2}} - \frac{y-a}{\sqrt{(a-y)^2+x^2}} = z$$

où z est une quantité constante pour chacune des lignes de force, proportionnelle à la quantité du flux qu'elle embrasse.

Supposons un instant z variable et donnons à x une série de valeurs constantes; on pourra de la sorte construire une série de courbes $y = f(z)$, dont chacune exprime, à un facteur près, la loi suivant laquelle varie le flux à travers la section droite d'un cylindre concentrique à l'aimant et ayant pour rayon la valeur correspondante attribuée à x. Le système de courbes ainsi obtenu (fig. 3) permettra de construire une ligne de force quelconque. Pour cela, on tracera une parallèle à l'axe oy à une distance m, qui fournira, par ses points d'intersection avec $y = f(z)$, A, B, C les coordonnées d'autant de points de la ligne de force correspondant à $z = m$. On pourra construire en particulier les courbes qui coupent le plan équatorial aux points $x_0 = a$ $x_1 = 3a$. La longueur de la première diffère légèrement de celle d'un demi-cercle de rayon a, on prendra donc comme longueur moyenne du circuit extérieur, la valeur πa.

L'aire embrassée par la seconde courbe est $6{,}7a^2$ et son centre de gravité tombe à une dis-

tance 1,39a de l'axe. La surface de révolution

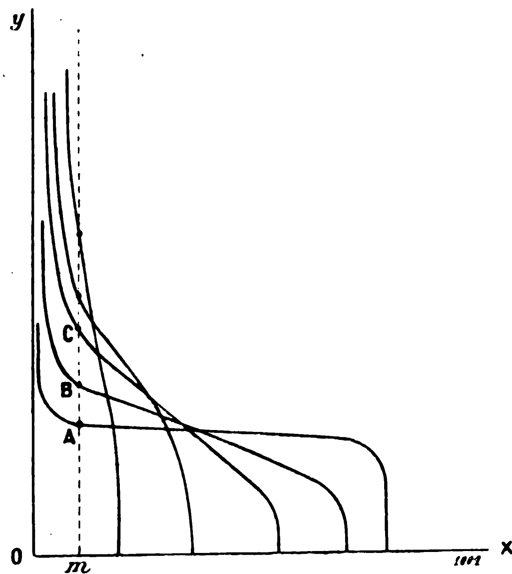


Fig. 3.

engendrée par cette courbe a pour volume 18,6πa^3 et la section moyenne du circuit est

$$\frac{18,6\pi a^3}{\pi a} = 18,6a^2$$

La réluctance extérieure cherchée sera donc

$$R = \frac{\pi a}{18,6a^3} = 0,169 \frac{1}{a}.$$

Elle est inversement proportionnelle à la longueur de l'aimant.

Ce résultat ne s'applique naturellement qu'à des aimants dont la section est très faible par rapport à la longueur. Pour les aimants courts et gros, il faudrait considérer les pôles comme constitués par deux surfaces uniformément chargées et il vaudra mieux, dans ce cas, recourir à la détermination expérimentale du flux.

On peut néanmoins prévoir la forme de l'expression de la réluctance extérieure. Pour des aimants de même section et de longueurs différentes, il est à prévoir que la réluctance varie vraisemblablement en raison inverse du carré du diamètre, de sorte que la réluctance pourra se mettre sous la forme

$$R = k \frac{1}{b^2 a}$$

où b désigne le diamètre, a la demi-longueur de l'aimant et k un coefficient à déterminer par l'expérience.

P.-L. C.

GÉNÉRATION ET TRANSFORMATION

***Sur le calcul des moteurs asynchrones*, H.-M. Hobart.** *The Electrical World and Engineer*, 30 avril 1904.

M. Hobart avait, au début de cette année, publié une étude (1) sur le calcul rapide du facteur de fuite σ des moteurs asynchrones à l'aide de la formule de Behrend

$$\sigma = C \frac{\delta}{\alpha}$$

C étant une constante dépendant du rapport de largeur totale l du fer inducteur ou induit au pas polaire;

δ, l'entrefer en cm ;

α, le pas polaire en cm.

Dans cette nouvelle étude, l'auteur complète la première en remplaçant la formule de Behrend par la suivante :

$$\sigma = C \times C' \times \frac{\delta}{\alpha}$$

C étant la même constante que dans la formule précédente et que M. Hobart a calculée pour un certain nombre de valeurs de $\frac{l}{\alpha}$ et pour deux sortes de perforations, complètement ouvertes ou complètement fermées.

C' une constante dépendant du produit $\delta \frac{N_1 + N_2}{2}$, c'est-à-dire du produit de l'entrefer par la moyenne du nombre de perforations par pôle.

Les valeurs de C dans les deux cas indiqués sont représentées sur la figure 1 et celle de C' sur la figure 2. La forme de cette courbe montre bien la dépendance de σ avec le produit $\delta \frac{N_1 + N_2}{2}$ qui intervient surtout dans la dispersion à travers les encoches que l'auteur appelle la dispersion en zigzag.

M. Hobart applique tout d'abord ces courbes au calcul de la valeur de σ de cinq moteurs, sortant de maisons de construction réputées :

(1) Voir *L'Éclairage Électrique* du 16 avril, t. XXXIX, p. 99.

TABLEAU I

DÉSIGNATION DES MOTEURS	A Brown-Boveri.	B Danielson.	C Alioth.	D Dick Ker.	E Alioth.
Puissance.					
Puissance en chevaux	75	100	185	220	300
Tension aux bornes	500	500	8 000	5 000	5 000
Tension par phase	500	288	4 620	2 880	2 880
Fréquence	50	50	50	50	25
Vitesse au synchronisme	750	500	430	500	100
Nombre de pôles	8	12	14	12	30
Inducteurs.					
Diamètre extérieur des tôles en cm	70	103	162	145	332
Diamètre intérieur des tôles en cm	50,2	88	130	109	300
Largeur totale des noyaux en cm	28	36	40	30,5	75
Nombre des noyaux	1	3	1	4	1
Largeur des intervalles entre noyaux en cm	—	1,5	—	1,3	—
Largeur nette des tôles	25,2	29,7	36	23,9	67,5
Pas polaire en cm	19,7	23	29,2	28,5	31,4
Nombre des perforations par pôle et par phase	3	5	4	3	5
Hauteur radiale des perforations en mm	45	25	52	39	57
Largeur des perforations en mm	16	10,5	13	21,6	13
Largeur des perforations dans l'entrefer en mm	3	3	2	4	3
Largeur maxima des dents en mm	7,6	5,7	13,3	12,4	8,7
Largeur minima des dents en mm	6,6	4,8	11,3	10	7,9
Poids du fer en kg	265	410	1 750	1 220	3 570
Nombre de conducteurs par encoche	42	6	27	66	8
Nombre de conducteurs en parallèle	4	2	1	2	1
Nombre de spires par pôles et par phase					
Nombre de spires par phase	126	90	756	594	600
Nature de la section des conducteurs	circulaire	rectangulaire		circulaire	
Dimensions des conducteurs nus en mm	2,9	2,5 × 6,5	2,5	2,34	5
Dimensions des conducteurs isolés en mm	3,5	3 × 7	3	—	5,6
Section des conducteurs en mm²	26,4	32,4	4,9	8,6	19,7
Longueur moyenne d'une spire en cm	140	150	205	159	288
Largeur totale du circuit par phase en cm	17 700	13 500	15 500	94 000	173 000
Résistance par phase à 60° C. en ohms	0,134	0,084	6,3	2,2	1,75
Poids du cuivre	126	117	203	216	910
Induit.					
Entrefer simple en mm	1	1,5	1,25	1,6	1,75
Diamètre extérieur des tôles en cm	50	87,7	129,75	108,68	299,65
Diamètre intérieur des tôles en cm	35	75,7	101	86,5	284
Largeur totale des noyaux en cm	28	36	40	30,5	75
Nombre de noyaux	1	3	1	4	1
Largeur des intervalles en cm	—	1,5	—	1,3	—
Largeur nette des tôles	25,2	29,7	36	23,9	67,5
Nombre de perforations par pôle et par phase	4	6	7	4	8
Hauteur radiale des perforations en mm	35	21,5	23	39,4	22
Largeur des perforations en mm	10	8	7,5	11,8	7
Largeur des perforations dans l'entrefer en mm	2	3	2	1,6	2
Largeur maxima des dents en mm	11,8	4,8	6,4	11,9	6,1
Largeur minima des dents en mm	8,8	4,1	5,9	10,1	5,9
Poids du fer en kg	145	270	1 340	515	3 400
Nombre de conducteurs par encoche	2	2	1	2	1
Nombre de conducteurs en parallèle	1	1	1	1	1
Nombre de spires par phase	32	72	49	48	120
Dimensions des conducteurs nus en mm	6 × 12	4,5 × 8	16,5 × 5	16 × 9	16 × 5
Dimensions des conducteurs isolés en mm	7,5 × 13,5	5 × 8,5	17 × 5,5	16,5 × 9,5	16,3 × 5,5
Section des conducteurs en mm²	72	36	82,5	143	80
Longueur moyenne d'une spire en cm	112	114	185	150	240
Longueur totale du circuit par phase en cm	3 580	10 400	9 060	7 200	28 800
Résistance par phase à 60° C. en ohms	0,010	0,058	0,0219	0,01	0,072
Poids du cuivre en kg	69	100	200	273	615

TABLEAU II

	A	B	C	D	E
Calcul du facteur de puissance.					
Rapport de la largeur totale du fer au pas polaire	1,42	1,57	1,37	1,07	2,39
Constante de Behrend (déduit de la figure 1)	11	10,6	12	12,5	10,5
Produit $\delta \frac{N_1 + N_2}{2}$	1,05	2,5	2,06	1,68	3,4
Constante de l'auteur pour la formule de Behrend (fig. 2)	1,21	0,84	0,93	1	0,71
Valeur de σ	0,068	0,058	0,048	0,070	0,042
Facteur de puissance maximum	0,88	0,895	0,912	0,876	0,922
Calcul du courant à vide.					
Tension induite approximative	490	280	4 550	2 800	2 800
Flux par pôle en mega-maxwells	1,85	1,48	2,86	2,24	4,50
Rapport de la surface réelle du fer inducteur à la surface théorique d'un pôle en p. 100	85	80	92	87	86
Même rapport pour l'induit en p. 100	89	80	92	88	90
Rapport moyen	87	80	92	87,5	88
Surface moyenne du fer dans l'entrefer en cm²	430	544	965	595	1,860
Surface apparente (fact. d'épanouissem. du flux 1,15)	465	625	1 110	685	2 140
Induction moyenne dans l'entrefer	3 720	2 370	2 580	3 280	2 100
Induction maxima dans l'entrefer	6 320	4 030	4 380	5 600	3 570
Ampère-tours pour l'entrefer par pôle	505	480	436	720	500
Ampère-tours totaux par pôle	565	540	490	810	560
Courant magnétisant maximum par phase	17,9	36	4,55	8,2	14
Courant magnétisant efficace par phase I_0	12,6	25,5	3,2	5,8	9,8
Cour. correspd. au diam. du diagr. du cercle $\frac{I_0}{\sigma}$ (¹)	185	440	66,7	76,5	233
Courant théorique de court-circuit	198	465	70	82,3	243
Calcul des puissances et des courants.					
Puissance utile en watts	55 200	73 600	136 000	164 000	368 000
Rendement (par approximations successives) en p. 100	93,5	90	93	94	91
Puissance absorbée en watts	59 200	81 900	146 000	175 000	405 000
Volts-ampères absorbés	67 000	91 500	160 000	202 000	435 000
Courant par phase	77,5	106	11,5	23,5	50,5
Rapp. du cour. magnétis. au cour. en charge en p. 100	28,1	23,5	27,3	24,6	19
Cour. second. ramené au prim. (d'apr. le diagr. du cercle)	42,5	97,5	10,5	21,5	47,5
Courant secondaire en ampères	168	121	162	265	237
Pertes.					
Pertes par effet Joule dans l'inducteur en watts	800	2 850	2 505	3 630	13 350
Pertes par effet Joule dans l'induit en watts	850	2 850	1 625	2 100	12 150
Glissement de l'induit en p. 100	1,5	3,4	1,2	1,3	3,1
Section minima des dents de l'inducteur par pôle en cm²	150	214	490	215	800
Induction moyenne correspondante	12 300	6 900	5 840	10 400	5 620
Induction maxima	20 900	11 700	9 900	17 700	9 600
Hauteur du fer au-dessus des dents en cm	5,35	5	10,8	14	5,3
Double section du noyau inducteur en cm²	272	297	776	670	715
Induction maxima dans le noyau inducteur	10 900	8 000	5 900	5 350	10 100
Pertes dans le fer inducteur en watts	1 430	1 600	4 900	3 050	8 600
Section minima des dents de l'induit en cm²	266	219	448	288	960
Induction moyenne correspondante	7 000	6 800	6 400	7 800	4 700
Induction maxima	11 800	11 550	10 900	13 200	8 000
Hauteur du fer induit au-dessous des dents en cm²	4	3,85	12,1	7	5,6
Double section du noyau induit en cm²	202	228	870	335	755
Induction maxima dans le noyau induit	14 700	10 400	5 300	10 700	9 500
Pertes dans le fer induit en watts	250	50	35	40	250
Pertes par frottements et ventilation	650	1 400	1 500	2 000	2 300
Pertes variables avec la charge	1 650	5 400	4 130	5 730	25 500

(¹) Rappelons ici que le coefficient σ de Behrend diffère un peu du coefficient classique introduit par M. BLONDEL; c'est pourquoi la valeur du diamètre est $\frac{I_0}{\sigma}$ au lieu de $I_0 \frac{1 - \sigma}{\sigma}$.

	A	B	C	D	E
Pertes constantes avec la charge	2 330	3 050	6 535	5 090	11 150
Pertes totales	3 980	8 450	10 665	10 820	36 650
Rendement en p. 100	93,5	89,9	92,8	93,8	91
Poids.					
Poids total du cuivre en kg	195	217	403	489	1 525
Poids total des tôles en kg	410	680	3 090	1 735	6 970
Poids des matériaux utiles	605	897	3 493	2 224	8 495
Poids des matériaux utiles par cheval	8,1	9	19	10	17

Brown-Broveri et C[ie], Allmanna Svenska Elektriska Aktiebolaget de Westeras (M. Danielson)

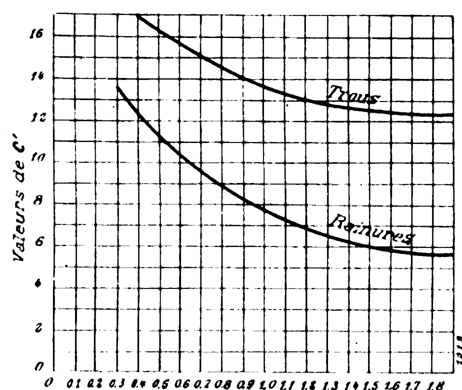


Fig. 1.

Alioth de Bâle, et Dick Kerr et C[ie] de Preston (M. Zani).

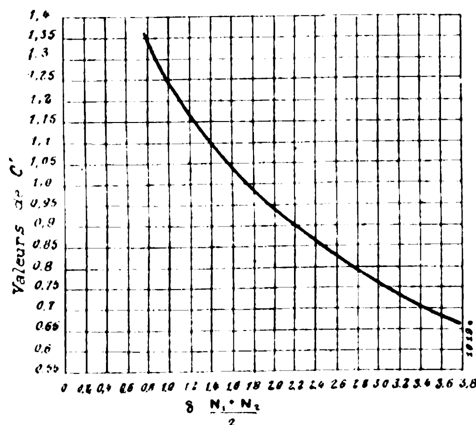


Fig. 2.

Nous reproduisons dans ce qui suit les données de ces moteurs communiqués à l'auteur par les divers constructeurs.

A l'aide des données précédentes, M. Hobart calcule les différents éléments : du coefficient de fuite, facteur de puissance, rendement, et suivant la même méthode que celle déjà adoptée par lui dans le travail rappelé plus haut.

Les résultats des calculs sont résumés dans le tableau II.

Il est regrettable que M. Hobart n'ait pas cru publier également les résultats d'essais de ces moteurs de façon à permettre de constater l'approximation que donne son procédé de calcul de σ.

On remarquera à ce sujet que le moteur E de MM. Alioth n'est pas un inconnu pour les lecteurs de cette revue. M. Trillky en a donné en effet une description succincte [1] avec quelques résultats d'essais qui permettent d'en déduire la valeur de σ qu'on trouve facilement être égale à 0,033, chiffre différent de 30 p. 100 de celui obtenu.

M. Hobart a appliqué du reste la même méthode à un très grand nombre de moteurs d'Oerlikon [2], d'Alioth, de l'Allmanna Swenska Elektriska Aktiebolaget, Mavor et Coulson, Siemens et Halske, Brown-Boveri, Algemeine Elektricitäts Gesellschaft etc., dont les coefficients σ relevés expérimentalement ont été publiés ou lui ont été communiqués. La concordance est loin d'être satisfaisante dans bien des cas. L'auteur attribue la divergence à l'inexactitude des mesures industrielles et la difficulté de mesurer exactement l'entrefer, plutôt qu'au défaut de rigueur de sa méthode; c'est peut-être aller un peu loin.

(1) Voir *L'Éclairage Électrique*, t. XXVIII, p. 312, 28 septembre 1901.

(2) Voir C.-F. Guilbert. Dispertion dans les moteurs asynchrones. *L'Éclairage Électrique*, t. XXXIX, p. 241 et 331.

Dans le cas des moteurs à induit en cage d'écureuil, M. Hobart propose d'appliquer la formule

$$\sigma = C \times C' \times C'' \frac{\delta}{a}$$

C″ étant une troisième constante généralement voisine de 0,75 et qu'on peut prendre égale à cette valeur à défaut d'indication plus exacte.

C.-F. G.

Pertes Joule dans un induit en cage d'écureuil. **Franklin Punga.** *Zeitschrift für Electrotechnich* 27 mars.

Fischer Hinnen a établi une formule qui permet de déterminer les pertes par échauffement dans un induit en cage d'écureuil. Pour cela il suppose que la force électromotrice et les courants dans les conducteurs sont des sinusoïdes. Mais, même lorsque l'on suppose la force électromotrice sinusoïdale, la répartition du courant dans la cage d'écureuil est d'une si grande complication, qu'il serait fort intéressant de l'étudier. Nous attribuons moins de valeur aux résultats que contient cet article, car ils sont à peu de chose près identiques à ceux de Roessler et de Fischer Hinnen, qu'à la méthode d'étude qui s'écarte de celles des deux auteurs mentionnés.

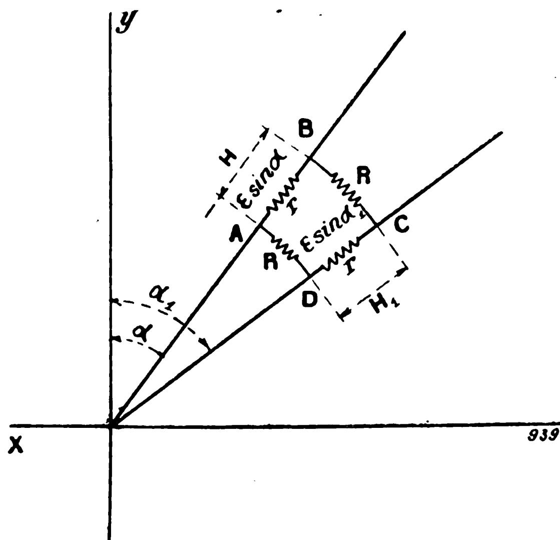


Fig. 1.

La figure 1 montre 2 conducteurs voisins AB et CD d'une cage d'écureuil bipolaire. Les forces électromotrices *e* induites dans cette armature sont respectivement E sin α et E sin α_1 si le conducteur placé dans la direction de γ correspond à la force électromotrice O, et si α et α_1 désignent les angles que forment AB et DC avec la direction des γ. Soit r la résistance d'un conducteur et R celle d'une pièce de connexion; soient H la différence de potentiel entre A et B et H_1 celle entre D et C.

Si de plus on désigne par i le courant dans AB et par J le courant dans BC, on a évidemment :

$$i = \frac{E \sin \alpha - H}{r}$$

et

$$H_2 - H_1 = 2 JR .$$

Si l'on songe que i doit être la différence entre les courants dans les deux pièces de connexion voisines, ces deux équations peuvent être exprimées de la façon suivante :

En passant d'un conducteur au suivant :

1° La différence de potentiel augmente entre les extrémités d'un conducteur de

$$H_2 - H_1 = 2 JR$$

2° Le courant dans la pièce de connexion diminue de

$$J_2 - J_1 = i = \frac{E \sin \alpha - H}{r}$$

Supposons un plus grand nombre de conducteurs de dimensions telles qu'au point de vue de la résistance rien ne soit changé dans le moteur.

Les désignations R et r ne sont plus d'aucune utilité, et nous introduisons à leur place les notations suivantes.

W_c = résistance de tous les conducteurs en parallèle.

W_r = résistance des deux bagues des bouts montés en série.

Les relations entre R et r et ces nouvelles valeurs sont :

$$2 R = \frac{W_r}{2\pi} (\alpha_1 - \alpha)$$

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{W_c} \cdot \frac{\alpha_1 - \alpha}{2\pi} .$$

Si, au lieu des différences $H_1 - H$, $J_1 - J$, $\alpha_1 - \alpha$, on introduit les différentielles correspondantes dH, dJ, $d\alpha$, on obtient les équations principales

suivantes

$$dH = \frac{W_r}{2\pi} J d\alpha \qquad (1)$$

$$dJ = -\frac{E \sin\alpha - H}{2\pi W_c} d\alpha. \qquad (2)$$

Si l'on différencie l'équation (2) en α on obtient

$$\frac{d^2J}{d\alpha^2} = \frac{E \cos\alpha - \frac{dH}{d\alpha}}{2\pi W_c},$$

ce qui, combiné avec l'équation (1) donne :

$$\frac{d^2J}{d\alpha^2} \cdot 2\pi W_c + E \cos\alpha - \frac{W_r}{2\pi} J = 0 .$$

$$J - (2\pi)^2 \frac{W_c}{W_r} \frac{d^2J}{d\alpha^2} - \frac{2\pi}{W_r} E \cos\alpha = 0. \qquad (3)$$

Cette équation différentielle du 2e ordre n'a qu'une solution pratiquement utilisable ; c'est

$$J = c \cos\alpha \qquad (4)$$

La valeur de C, obtenue en introduisant l'égalité (4) dans l'équation (3) est :

$$\frac{E}{2\pi W_c + \frac{1}{2\pi} W_r} .$$

Donc, pour un induit bipolaire en cage d'écureuil, le courant à n'importe quel point d'une bague est

$$J = \frac{E \cos\alpha}{2\pi W_c + \frac{1}{2\pi} W_r} .$$

Si l'induit en cage d'écureuil possède p paires de pôles, il faut évidemment mettre dans l'équation (2) E sin p α au lieu de E sin α et le résultat final est

$$J = \frac{E \cos(p\alpha)}{(2\pi p) W_c + \frac{1}{2\pi p} W_r} . \qquad (5)$$

Si nous remplaçons $(2\pi p)^2 W_c + W_r$ par le symbole W_k, il vient

$$J = \frac{E \cos p\alpha}{W_K} 2\pi p . \qquad (6)$$

Le courant dans l'un des conducteurs en nombre infini est

$$i = -dJ = \frac{2\pi p^2 E \sin p\alpha}{W_K} d\alpha. \qquad (7)$$

Les pertes dans les connexions des bouts sont

$$\int_0^{2\pi} J^2 \frac{W_r}{2\pi} d\alpha = \int_0^{2\pi} \frac{E^2 W_r \cos^2(p\alpha)}{2\pi W_K^2} (2\pi p)^2 d\alpha$$

$$= \frac{E^2}{2} \frac{W_r}{W_K^2} (2\pi p)^2$$

et les pertes dans les barres

$$\int_0^{2\pi} \frac{i^2 W_c 2\pi}{d\alpha} = \int_0^{2\pi} \frac{p^2 E^2 W_c 2\pi}{W_K^2} \sin^2(p\alpha) d\alpha,$$

$$= \frac{E^2}{2} \frac{W_c}{W_K^2} (2\pi p)^4 .$$

Les pertes totales par effet Joule dans le cuivre de la cage d'écureuil sont donc :

$$\frac{E^2}{2 W_K^2} (2\pi p)^2 [W_r + (2\pi p)^2 W_c] = \frac{E^2}{2 W_K} (2\pi p)^2. \qquad (8)$$

Ces équations, rigoureusement parlant, ne s'appliquent qu'à une cage d'écureuil d'un nombre infini de conducteurs. Mais les écarts que l'on trouve avec les valeurs réelles, lorsqu'on les applique aux induits ordinaires en cage d'écureuil, sont tellement faibles qu'on peut en toute vigueur les négliger.

Si l'induit en cage d'écureuil a n conducteurs par pôle, le courant dans un conducteur est

$$i = \frac{2\pi p^2 E}{W_K} \frac{2\pi}{2\pi p} \sin(p\alpha).$$

Le courant efficace dans un conducteur est donc

$$i' = \pi^2 \sqrt{2} \frac{pE}{n W_K} .$$

Si l'on calcule toutes les autres valeurs en fonction de i' et de J', on obtient :
courant efficace dans la jonction des bouts

$$J' = \frac{n i'}{\pi}. \qquad (9)$$

force électromotrice efficace engendrée dans un conducteur

$$E' = \frac{n i^1}{2\pi^2 p} W_K = \frac{J' W_K}{2\pi p}, \qquad (10)$$

pertes par effet Joule dans les barres de la cage

$$4n^2 i'^2 p^2 W_c = J'^2 (2p\pi)^2 W_c \qquad (11)$$

pertes par effet Joule dans les bagues de connexion

$$\frac{n^2 i'^2}{\pi^2} W_r = J'^2 W_r, \qquad (12)$$

pertes Joule totales dans le rotor

$$\frac{n^2 i'^2}{\pi^2} [W_r + (2\pi p)^2 N_e] = \frac{n^2 i^2}{\pi^2} W_K = J'^2 W_K. \quad (13)$$

Les équations 9 à 13 sont tout à fait applicables en pratique car i' peut être obtenu très facilement en multipliant le courant secondaire indiqué par le diagramme d'Heyland par le rapport : $\frac{\text{nombre des conducteurs du stator}}{\text{nombre des conducteurs du rotor}}$.

De même W_k peut être très facilement calculé :

$$W_K = W_r + (2\pi p)^2 W_e.$$

Nous allons appliquer ces formules à un exemple pratique :

Un moteur triphasé hexapolaire porte un induit en cage d'écureuil formée par 90 barres ayant chacune une section de 15 mm². La longueur d'une barre est 25 cm et le diamètre moyen des bagues de connexion est 17 cm.

Pour une section de bague de 40 mm² nous obtenons la résistance suivante pour l'ensemble des deux bagues de connexion

$$W_r = 2 \frac{0{,}02 \,.\, 0{,}17 \,.\, \pi}{40} = 0{,}00085 \text{ ohms}.$$

La résistance des barres en parallèle est

$$W_e = 3{,}7 \,.\, 10^{-6} \text{ ohms}.$$

Donc

$$(2\pi p)^2 W_e = (2\pi.3)^2 3{,}7.10^{-6} = 0{,}00131$$

Le diagramme du cercle indique, pour le courant secondaire, la valeur de 10 ampères pour un rapport de transformation égal à l'unité.

Le stator portant 324 fils et le rotor 90 barres, on a

$$i' = 19 \frac{324}{90} = 69 \text{ ampères}.$$

Le nombre des barres du rotor par pôle est 15 ; le courant efficace dans les bagues de connexion est donc

$$J' = \frac{15 \times 69}{\pi} = 330 \text{ ampères}.$$

De

$$W_K = W_r + (2\pi p)^2 W_e = 0{,}00085 + 0{,}00131,$$

et $J' = 330$ ampères, on déduit les pertes dans le cuivre de la cage d'écureuil

$$J^2 W_K = 330^2 (0{,}00085 + 0{,}00131) = 92 + 140 = 232 \text{ watts},$$

Les pertes dans les bagues de connexion étant 92 watts et les pertes dans les barres 140 watts.

B. L.

ACCUMULATEURS

Éléments primaires et accumulateurs. *Centralblatt für accumulatoren*, 1er et 15 avril.

Perfectionnements aux électrodes d'éléments primaires. **Théodore Mann** et **Carl Gœber**. Patente anglaise 28 820, décembre 1902.

L'électrode de charbon en forme de caisse (fig. 1) porte des côtes longitudinales coupées par des saillies et destinées à augmenter la surface active. L'électrode est disposée de façon à pouvoir être remplie d'un acide approprié : les prises de courant sont en cuivre ou autre métal inattaquable à l'acide. L'électrode en zinc *a* (fig. 2) est munie de cavités rectangulaires *b* dans lesquelles on place une matière isolante inattaquable à l'acide. La surface active est ainsi diminuée et la surface conductrice reste la même.

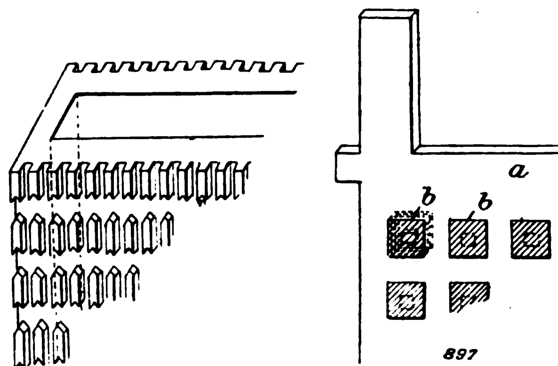


Fig. 1 et 2.

Perfectionnements aux convertisseurs chimiques pour la transformation du courant alternatif en courant continu. **A. Chaplain**. Patente anglaise 3 420, février 1903.

L'invention repose sur ce principe qu'un cou-

rant passe beaucoup plus facilement d'une plaque de charbon à une plaque d'aluminium qu'en sens inverse. Le corps intermédiaire employé doit avoir au moins 20 p. 100 de solubilité dans l'eau et ne pas attaquer l'aluminium. Lorsque le pôle I (fig. 3, p. 80) du courant alternatif est positif,

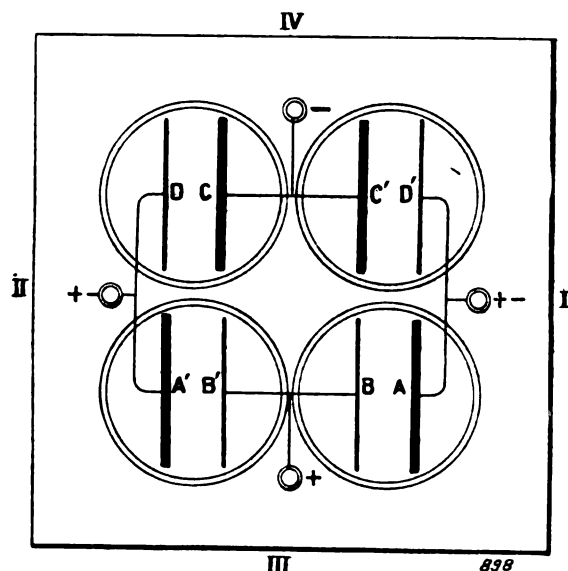


Fig. 3.

le courant passe de la plaque de charbon A à la plaque d'aluminium B va au pôle III du courant continu, rentre par le pôle IV de ce dernier après être passé par le circuit d'utilisation, va ensuite de la plaque de charbon C à la plaque d'aluminium D et retourne au pôle II du courant alternatif. La direction que suit le courant est inverse quand le pôle II du courant alternatif est positif.

Améliorations aux solutions employées dans les éléments galvaniques. **Atwood Electric C°.** Patente anglaise 28 057, décembre 1903.

Le liquide dans lequel baigne l'électrode de charbon est constitué par : 3 kg de nitrate d'ammoniaque mêlé à 7 kgr d'acide nitrique à 30° B. et 2 kgr d'acide sulfurique à 25° B. On y ajoute un liquide obtenu en mélangeant 60 kgr d'eau avec de l'acide sulfurique jusqu'à un poids spécifique de 1,2, et 56 kgr d'acide nitrique à 30° B.

Le liquide dans lequel baigne l'électrode de zinc est obtenu en mélangeant de l'acide sulfurique avec 60 kgr d'eau jusqu'au poids spécifique 1,2, et en ajoutant 650 gr de carbonate d'ammoniaque, 275 gr de carbonate de soude et 275 gr de sulfate de mercure. Au lieu de carbonates on peut mettre les mêmes quantités de sulfates.

Plaque d'accumulateur. **Oskar Frank.** Patente américaine 749 785, mai 1903.

La plaque A en forme de filet se compose du cadre *a* avec une queue de connexion *b*, des barettes *c* verticales également espacées et des

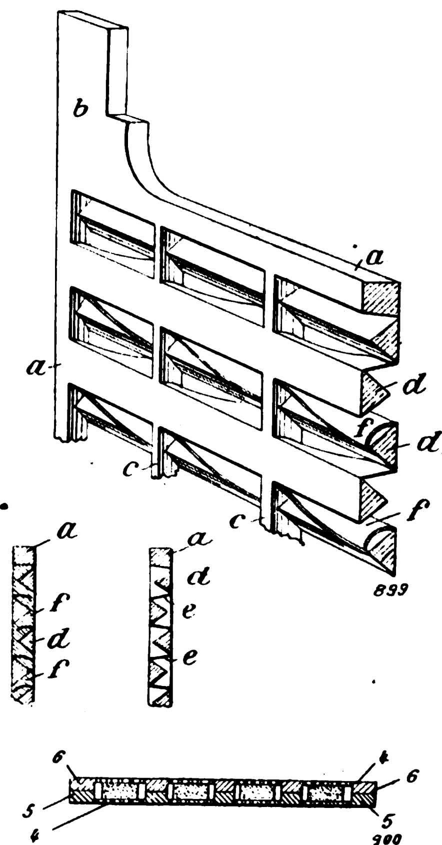


Fig. 4 à 7.

baguettes transversales *d* (fig. 4, 5 et 6, p. 87). Les barettes verticales *c* ont la même épaisseur que la plaque et leurs surfaces sont dans le même plan que celles de la plaque. Les barettes de jonction *d* ont une section triangulaire et une épaisseur qui, mesurée suivant la hauteur du triangle, est égale environ à la moitié de l'épaisseur de la plaque. Ces barettes alternent des deux côtés de la plaque de façon que la base du triangle soit dans le même plan que la surface extérieure de la plaque. Le point ca-

ractéristique de l'invention est que, à la fonte, de minces feuilles *e* relient les bases des côtes triangulaires opposées. Ces feuilles maintiennent solidement la matière active entre les transversales placées sur les deux faces.

***Perfectionnements aux plaques d'accumulateurs électriques*.** **Caroll Potter.** Patente anglaise 23 490, octobre 1903.

On prépare d'avance des pastilles d'une grandeur déterminée, faciles et peu coûteuses à fabriquer, et on les introduit dans des pochettes. Pour cela on remplit avec la matière active les cavités d'une plaque auxiliaire que l'on applique sur les poches de l'électrode de manière que les pastilles puissent entrer dans leur logement sous l'action d'un choc ou d'une pression. La plaque peut être avantageusement constituée de deux parties 5 et 6 (fig. 7) : les cavités de la plaque auxiliaire sont plus petites que les pochettes 3 de la plaque.

***Améliorations aux plaques d'accumulateurs*.** **Smith.** Patente anglaise 22 785, octobre 1903.

La grille consiste en deux parties 1 et 2 (fig. 8,

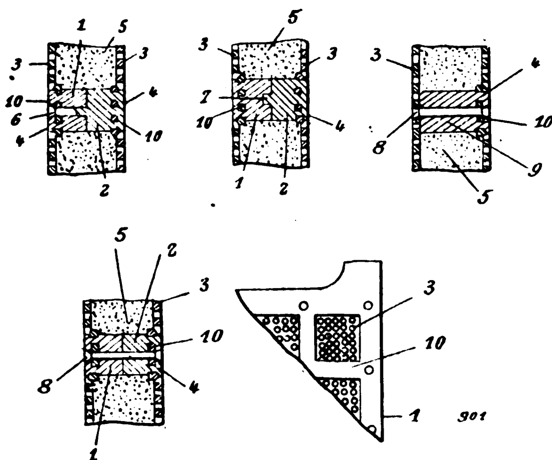


Fig. 8 à 12.

p. 77) qui se rejoignent à peu près au milieu de la plaque; 3 représente un couvercle perforé. Les couvercles sont assujettis à la grille par les saillies 4 qui passent dans les perforations : ils sont munis de cavités 10 correspondant aux barrettes de la grille de façon que le plomb coulé par les perforations sur le couvercle remplisse ces cavités. Il est bon de couler d'abord l'une des moitiés de la grille, de la remplir ensuite de matière active et d'assembler enfin les deux moitiés. Cet assemblage s'effectue au moyen d'un boulon 8 qui passe dans des ouvertures placées sur les deux moitiés de la grille. Un autre mode d'assemblage des deux demi-grilles est indiqué par la figure 9. Dans les figures 10 et 11 le boulon est représenté séparément. Dans la figure 11 les saillies coulées sont sur l'un des côtés de la plaque. Le couvercle maintenu par le boulon 8 est de l'autre côté. La grille 9 est en une seule pièce. La figure 12 représente une vue de côté de la figure 8 vue du côté gauche et montre une plaque complète.

***Perfectionnements dans la formation de peroxyde de plomb sur les plaques d'accumulateurs*.** **J. Diamant.** Patente anglaise 6954, mars 1903.

Plus sont solubles les composés de plomb formés par l'anion de la matière servant à la formation, et plus la couche active de peroxyde de plomb se forme rapidement. La finesse des grains et l'adhérence au support dépendent des conditions physiques de l'expérience ainsi que de la température de l'électrolyte de la densité de courant et, jusqu'à un certain degré, aussi de la présence ou de l'absence d'autres ions qui ne prennent pas une part directe à la réaction. Dans la pratique on doit arrêter complètement l'action de la formation lorsque la couche de peroxyde de plomb a atteint une épaisseur suffisante, sans quoi la plaque est détériorée. L'inventeur ajoute à l'électrolyte des sulfates acides tels que ceux qu'on obtient en faisant agir l'acide sulfurique ou l'anhydride sulfurique sur des composés organiques dérivés du méthane. Il suffit d'ajouter environ 0,1 p. 100 de ces produits dans l'électrolyte ; leur décomposition pendant l'électrolyse ne donne lieu qu'à de l'acide sulfurique et de l'acide calorique.

***Procédé de fabrication des électrodes d'accumulateurs*, Feldkamp,** Patente américaine 748 940, avril 1903.

Une plaque de plomb est enveloppée dans une ou plusieurs épaisseurs d'une étoffe poreuse comme de la toile, du coton ou tout autre tissu lâche traité avec du salpêtre ou de l'acide sulfurique. Cette étoffe est saupoudrée de poudre de zinc de façon que tout le tissu en soit imprégné jusqu'à la plaque. Ensuite on trempe la plaque dans une solution d'acétate ou d'azotate de plomb. Il se produit du plomb spongieux et l'on

obtient une couche mince extrêmement poreuse de matière active qui est maintenue par le tissu et ne peut pas tomber.

Ensuite on lave à l'eau et on transforme le plomb en peroxyde.

On peut constituer les plaques d'un certain nombre de couches de matière ainsi obtenue agglomérées ensemble. On peut aussi fabriquer les plaques en trempant la matière poreuse d'abord dans une solution d'un sel de plomb, puis dans de l'acide sulfurique étendu ; on saupoudre ensuite la couche de sulfate de plomb ainsi formée avec du zinc pulvérisé et on traite la plaque par une solution de sel de cuisine dans laquelle il se forme du plomb spongieux.

Au lieu d'un tissu, on peut employer d'autres matières poreuses, par exemple du papier carbonisé, du bois, des herbes de diverses espèces, du charbon finement divisé, etc.

Séparateur pour éléments secondaires. **Rodman.** Patente américaine 747 892.

Les séparateurs en bois ou en cellulose sont attaqués à l'électrode positive par l'oxygène naissant. Pour éviter cet inconvénient, on place entre le bois et la plaque une feuille de caoutchouc perforée, ou bien on place sur la grille positive des saillies ou des chevilles en caoutchouc ou en matière difficilement attaquable servant à éloigner le séparateur de la matière active.

Plaque d'accumulateur. **Askew.** Patente américaine 751 772, mai 1903.

La plaque de plomb 3 (fig. 13 et 14) porte

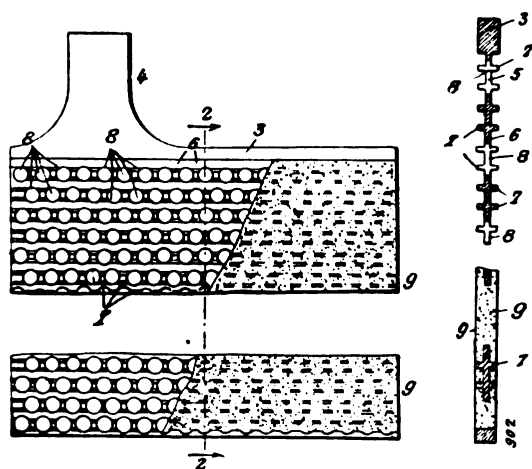


Fig. 13 et 14.

sur ses deux faces des cavités 5 entre lesquelles subsiste une mince feuille de plomb 6. Les cavités 5 et les saillies 7 sont perpendiculaires au plan médian de la plaque. 8,8 sont des trous ronds d'un diamètre un peu plus grand que les cavités 5.

L'axe d'une série de trous coïncide avec l'axe des cavités parallèles ; les côtés 7 sont divisés de cette manière en une série de saillies qui vont chacune d'un trou à l'autre.

La matière active 9 emplit les cavités 5 sur les deux faces de la plaque ainsi que les trous 8. Cette plaque construite mécaniquement offre sur les plaques à grillages coulés l'avantage que la matière active est beaucoup plus solidement maintenue.

Plaque d'accumulateur. **Elieson.** Patente anglaise 1 187, janvier 1904.

La plaque d'accumulateur décrite dans la patente anglaise 9 187 de 1901 est constituée de la façon suivante : des groupes de bandes de plomb alternativement ondulées et plates sont disposées entre des bandes de métal épais, le cadre étant placé sur les bords extérieurs de ces groupes. La plaque est ensuite coupée en deux et les supports sont soudés en leur milieu, puis on place haut et bas des traverses en matière isolante qui sont maintenues par des fourchettes en bois.

Ce procédé peut être amélioré de la façon suivante : une tôle de fer plate 1 (fig. 17) munie d'un rebord 2 porte deux bourrelets en plomb mince 3 et 4 (fig. 16). Sur ces derniers sont fixées des bandes de plomb flexibles alternativement ondulées et droites 5 et 6 (fig. 18). On place sur les bandes 5 et 6 des bourrelets 7 et 8 (fig. 19) correspondant aux bourrelets 3 et 4 de la face opposée, puis on applique sur le tout une tôle 9 correspondant à la tôle 1. Toutes les bandes sont maintenues par les rebords de ces deux tôles (fig. 20), que deux boulons 12 serrent l'une contre l'autre (fig. 21). On fait fondre les parties 13 et 14 qui dépassent les tôles, puis on coupe la plaque (fig. 22) en deux moitiés.

Les extrémités réunies ensemble de chaque groupe de bandes sont reliées par un conducteur en plomb 15 au moyen de petites plaquettes 16 (fig. 15). La barrette isolante 17 traverse par une ouverture la queue 19 et porte une boucle 20 dans laquelle passe la prise de contact 21. La barrette 17 placée à une extrémité

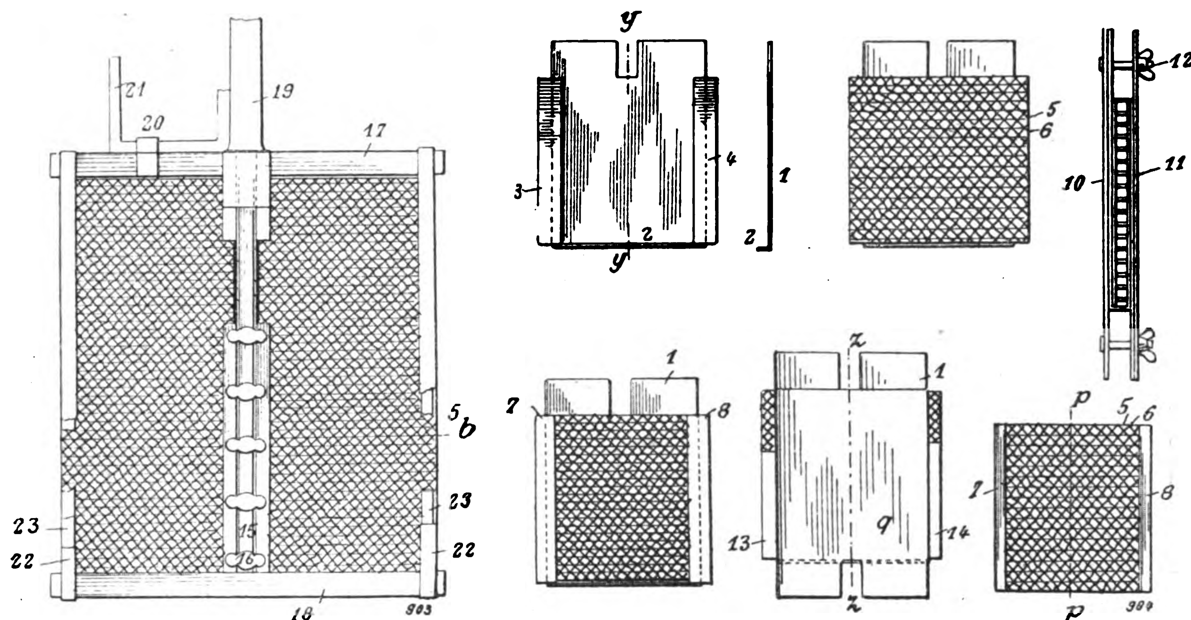


Fig. 15 à 22.

de la plaque et une barrette semblable 18 placée à l'autre extrémité, sont maintenues par des bandes élastiques 22. Entre les bandes et la plaque sont placés des séparateurs 23 en bois. La plaque peut se déformer dans deux directions rectangulaires ; par conséquent les espaces entre les bandes peuvent se prêter à toutes les variations de volume de la matière active à la charge et à la décharge.

***Procédés de préparation d'électrodes d'accumulateurs*. Feldkamp.** Patente américaine 749 855 mai 1903.

Une plaque de plomb 1 (fig. 23) munie de trous 2 est recouverte sur les deux faces de 3 couches d'une étoffe quelconque à larges mailles comme de la mousseline, de la toile, du mosquitos, etc. Le tout est cousu ensemble par des fils 4. Pour rendre cette matière conductrice, on la traite de façon à la transformer en nitrocellulose ou en pyroxyline.

La matière active 5 est placée à l'état plastique sur la surface extérieure de la plaque et comprimée dans les mailles 6 jusqu'à ce que les trous eux-mêmes de la plaque de plomb en soient remplis.

On traite de la même manière l'autre face de la plaque.

Lorsque la matière est devenue dure, on possède une plaque d'une extrême compacité dans

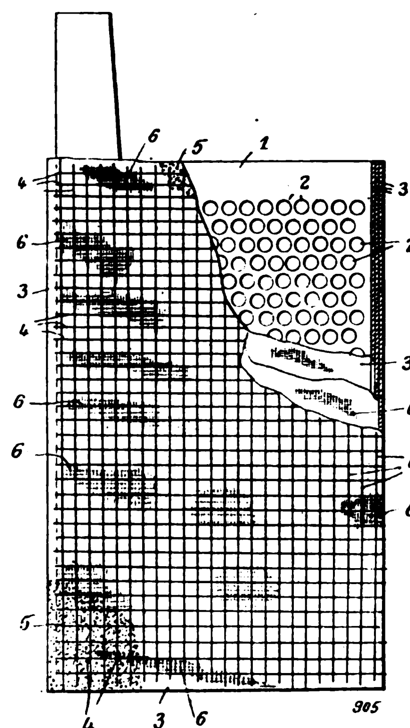


Fig. 23.

laquelle la matière active est maintenue solidement par tous les fils du tissu.

Perfectionnements aux plaques d'accumulateurs. **Cance.** Patente anglaise 8 676, avril 1903.

La plaque se compose d'un treillis de fils de plomb (fig. 24) : les uns *a* sont rectilignes et les autres *bb*, sont ondulés.

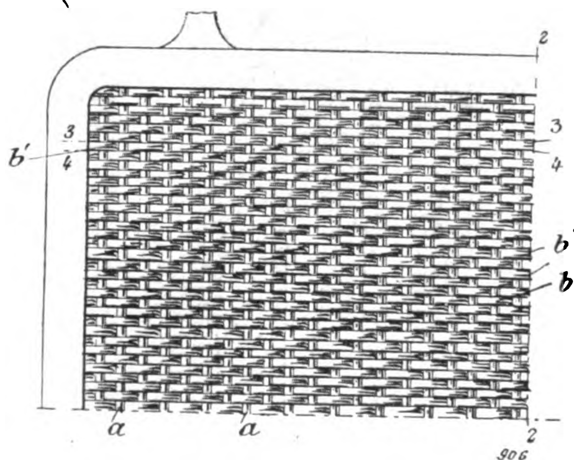


Fig. 24.

La surface totale des fils est soumise à l'action de l'électrolyte.

La matière active est placée dans les cavités qui existent sur les deux faces. Comme ces cavités sont en contact direct sur les deux faces de la plaque, l'électrolyte circule librement.

La plaque est enchâssée dans un cadre.

Améliorations à la fabrication des plaques ou grilles d'accumulateurs. **Von den Poppenburg.** Patente anglaise 9 390, avril 1903.

La fabrication des plaques d'accumulateurs dans lesquelles le conducteur de courant est lié au cadre non conducteur par des traverses non conductrices comme cela a été décrit dans la patente anglaise 16 408 de 1900, peut être rendue plus simple et moins coûteuse, avec une augmentation corrélative de la capacité. Dans ce but, on place le conducteur de courant dans le cadre, ou le cadre autour du conducteur de courant, de telle manière que les deux forment un corps de solidité suffisante. D'après la constitution et la grandeur du conducteur de courant le cadre porte des divisions, des gouttières, des encoches ou des trous dans lesquels se logent les côtes ou des saillies portées par le conducteur de courant. L'espace qu'occupaient précédemment les barres transversales peut donc être utilisé pour loger la matière active et la capacité de l'électrode est accrue. Comme après l'introduction du conducteur *j* la fonction des diverses parties du cadre doit être faite avec grand soin, il faut éviter une trop grande division de ce dernier.

Le conducteur de courant *a* (fig. 25, 26 et 27)

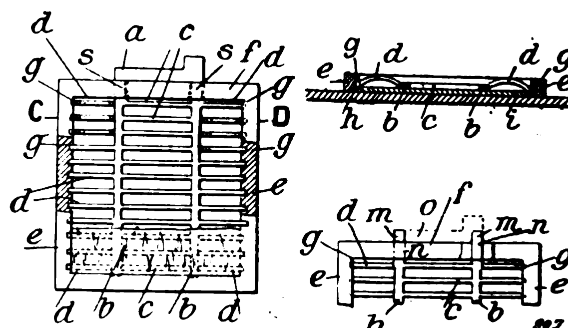


Fig. 25 à 27.

est constitué, par exemple, par deux barres longitudinales droites *b* et un grand nombre de traverses *c* dont le milieu est plat et les extrémités *d* légèrement recourbées. Ces traverses pénètrent dans les encoches *g* à l'intérieur des deux côtés *e* du cadre *f*. Le conducteur *a* est maintenu dans le cadre de la façon suivante : on place ce dernier sur une surface plate *h* en verre ou autre matière : on y introduit une plaque *i* en aluminium ou autre métal d'épaisseur telle que les rainures *g* des parties *e* du cadre ne soient pas recouvertes par la plaque *i*. Ensuite on place le conducteur *a* de façon que les extrémités *d* s'engagent dans les rainures *g*. Enfin on place la matière active sur les deux faces du conducteur et on la maintient par des barrettes isolantes longitudinales ou transversales reliées au cadre *f*. La partie supérieure du conducteur *a* passe dans deux entailles du cadre. Grâce à ce mode de fabrication, l'électrode n'est pas seulement consolidée, mais les extrémités des barres transversales du conducteur sont protégées et la durée de la plaque est considérablement augmentée. On peut aussi (fig. 27) introduire les bouts libres *m* des barrettes longitudinales *b* dans des rainures *n* faites à la partie supérieure du cadre, et les rendre à une traverse O.

Perfectionnements à la fabrication des électrodes d'éléments secondaires. **Roderbourg.** Patente anglaise 11 276, mai 1903.

On forme une pâte avec des sels de nickel et

de l'eau. Cette pâte est placée sur ou dans la grille. Ensuite les plaques sont mises dans une solution de potasse, avant ou après séchage : le sel de nickel est rapidement transformé à la surface et il se forme une croûte qui protège ultérieurement la plaque contre une action trop rapide qui provoquerait le foisonnement et la chute de matière active.

Lorsque cette croûte est formée, on oxyde par électrolyse la plaque dans la lessive alcaline. Le foisonnement qui résulte de ce traitement augmente d'une façon considérable le volume : la matière active est fortement comprimée contre le support et devient dure comme la pierre.

Perfectionnements aux instruments servant à la mesure du courant ou de la charge des batteries d'accumulateurs. **Niblett.** Patente anglaise 23 115, octobre 1902.

a et *b* (fig. 28) représentent deux tubes de verre disposés comme un thermomètre diffé-

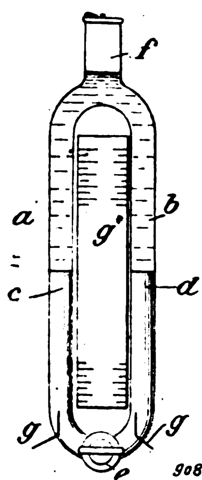


Fig. 28.

rentiel. Ces tubes contiennent des colonnes de mercure *c* et *d* et sont reliés ensemble haut et bas. La jonction inférieure porte un robinet de verre *e* et la jonction supérieure une ouverture de remplissage *f*. Des fils de platine *g* sont soudés à la partie inférieure de chaque tube et servent à assurer le contact électrique avec les colonnes de mercure qui représentent l'anode et la cathode et sont isolées l'une de l'autre lorsque le robinet *e* est fermé. Au-dessus du mercure, les tubes contiennent un électrolyte approprié, par exemple une solution de sulfate ou de nitrate de mercure. Le tout est branché sur un shunt de façon qu'il ne passe à travers l'appareil qu'une fraction connue, aussi petite que possible, du courant à mesurer. Une échelle *g* est graduée de telle façon que par exemple 1 cm corresponde à un nombre donné d'ampères-tours. L'appareil est intercalé aussi bien à la charge qu'à la décharge; lorsque le courant passe, le mercure monte dans un des tubes et descend dans l'autre. La différence de niveau donne la mesure de la quantité d'électricité qui a passé. On peut aussi à chaque instant déterminer l'état de charge, ou de décharge, d'une batterie. On peut placer au point qu'atteint la colonne à la fin de la charge, un fil de platine faisant partie du circuit d'une sonnerie d'un dispositif d'alarme quelconque.

Perfectionnements aux rhéostats de charge d'accumulateurs. **Niblett.** Patente anglaise 23 116.

Le régulateur de charge se compose d'un tube en verre *a* (fig. 29) contenant de l'acide

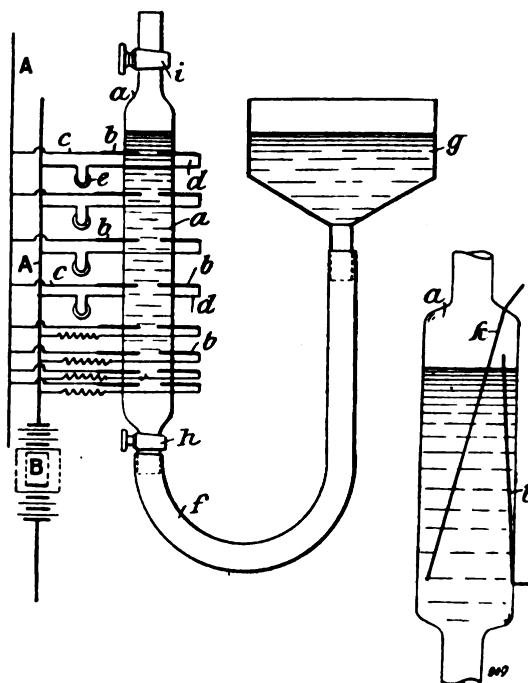


Fig. 29 et 30.

sulfurique étendu. Des pièces de contact *b* en platine iridié sont soudées deux par deux dans le tube de verre.

Chaque paire de pointes est reliée aux deux

conducteurs AA par l'intermédiaire de résistances appropriées *e*.

Le tube régulateur est prolongé par un tube flexible *f* aboutissant à un réservoir *g*. En ouvrant les robinets *g* et *i* on introduit le liquide dans le tube jusqu'à la hauteur voulue. Lorsque le régulateur est en fonctionnement, le courant passe à travers l'électrolyte et le décompose peu à peu ; si le robinet supérieur est fermé, les gaz qui se rassemblent en haut du tube font baisser le niveau du liquide et les résistances sont mises peu à peu hors circuit. Les contacts sont de plus en plus rapprochés vers le bas et chacun d'eux correspond à une résistance de plus en plus élevée ; le courant est ainsi réduit à une très faible valeur avant d'ête coupé et le danger d'un arc de rupture est complètement évité.

Au lieu d'une série de pointes de contact on peut employer seulement deux fils *k* et *l* (fig. 30) ; à mesure que l'électrolyte baisse, la section entre les fils diminue et la résistance croît. Il est avantageux de placer les fils dans des directions divergentes pour que la distance qui les sépare sur le niveau libre de l'électrolyte aille en croissant quand ce dernier baisse.

R. V.

TRANSMISSION ET DISTRIBUTION

Sur l'essai des isolants aux très hautes tensions. Jona. *L'Elettricista*, 15 avril 1904.

De ce qu'on a admis autrefois qu'un appareil isolé pour une certaine tension de service ne devait être soumis à l'essai de haute tension qu'à un voltage double, cette conclusion doit-elle subsister pour les tensions élevées de 15 000 à 20 000 volts, que l'on emploie aujourd'hui ? Telle est la question qu'étudie M. Jona dans une communication à la Société électrotechnique de Milan.

Tout d'abord, pour les basses tensions, les isolants sont généralement beaucoup meilleurs que ne l'exige la rigidité diélectrique ; l'épaisseur sous lesquelles on les emploie est indiquée avant tout par des raisons mécaniques. D'autre part, la tension de rupture diélectrique croît moins vite que l'épaisseur de l'isolant perforé.

Avant la rupture, les diélectriques, ceux constitués par des substances organiques au moins, subissent une déformation permanente analogue à celles que l'on obtient dans les métaux quand on dépasse la limite d'élasticité. M Berthelot a montré, en effet, que les isolants organiques, même avec les courants alternatifs, présentent des phénomènes de décomposition et de polymérisation quand on les soumet à des tensions croissantes. Mais de plus, si l'on se rappelle que les hautes tensions donnent lieu à des décharges par effluve qui accentuent encore ces phénomènes, on concevra combien il est peu prudent de dépasser une certaine tension dans les essais d'appareils terminés.

Aux très hautes tensions, le diélectrique s'échauffe, soit par l'hystérésis diélectrique qui croît à peu près comme le carré de la tension, soit par la conduction, la conductibilité augmentant très rapidement avec la température. L'auteur affirme que dans les câbles isolés au papier imprégné, la conductibilité de l'isolant à 30° C. est 30 fois plus grande qu'à 15° C.

Un conducteur cylindrique de rayon r, isolé de telle sorte que la circonférence extérieure ait un rayon R, forme un condensateur entre les armatures duquel règne une différence de potentiel V alternative. En un point situé à une distance ρ du centre, le potentiel est

$$v = V \frac{\log \frac{\rho}{r}}{\log \frac{R}{r}}$$

d'où, en dérivant

$$\frac{dv}{d\rho} = \frac{0{,}434\ V}{\rho \log \frac{R}{r}}$$

dans le système de logarithmes à base décimale.

Si on rapporte la rigidité diélectrique au millimètre d'épaisseur, et si on exprime toutes les longueurs en millimètres, l'expression $\frac{dv}{d\rho}$ représente la variation du potentiel à une distance ρ de l'axe par millimètre.

La formule ci-dessus montre que les couches voisines des conducteurs sont plus exposées que les couches extérieures, à épaisseur égale. Elle montre aussi que r restant constant, la résistance diélectrique au voisinage du conducteur augmente seulement comme le logarithme de $\frac{R}{r}$, c'est-à-dire dans des limites assez restreintes en pratique.

Si l'on suppose R constant et r variable, l'expression

$$v_r = \frac{0,434\ V}{r \log \frac{R}{r}}.$$

a un minimum quand $\frac{R}{r} = e = 2,72$.

Les exemples suivants sont une application des remarques précédentes.

	r	R	Épaisseur de l'isolant	V	v_r	v_R
	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1°	4	10	6	20 000	5 450	2 170
2°	1	10	9	—	8 680	860
3°	1	7	6	—	10 280	
4°	2,58	7	4,42	—	7 770	

Ces exemples montrent que la sécurité au voisinage des conducteurs peut être moindre avec un diélectrique plus épais; on peut avoir intérêt, dans certains cas, à augmenter le diamètre des conducteurs, pour diminuer la fatigue de l'isolant au voisinage du conducteur.

En pratique, se présente le problème suivant: isoler un conducteur de rayon r pour une différence de potentiel V. A la suite de quelques considérations sur les essais des diélectriques, l'auteur conclut que l'expérience indique comme diélectriques les plus appropriés à l'isolation des conducteurs d'alternateurs, et de câbles, respectivement la micanite et le caoutchouc vulcanisé, dont la rigidité diélectrique peut être estimée à 12000 volts environ par millimètre. Si le conducteur a 10 mm de rayon et que le diélectrique doive supporter 20000 volts, avec un facteur de sécurité de 3,2, les couches voisines du conducteur devront résister à 3 750 volts par millimètre et on aura

$$3750 = \frac{0,434 \times 20\,000}{10 \log \frac{R}{10}}$$

d'où R = 17 mm et l'épaisseur de l'isolant est de 7 mm.

L'auteur critique à ce propos la confection de certains cahiers des charges, où l'on impose un essai à la tension double avec la pensée erronnée que cette dernière tension doive être la tension limite que peut supporter le diélectrique. Mais, outre que, la rigidité diélectrique des substances organiques n'ayant pas une valeur rigoureusement définie, le fabricant s'exposerait, en construisant ses appareils ou ses câbles d'après ces principes, à des déchets considérables, il en résulterait encore, qu'étant soumis à des efforts voisins de la rupture, le diélectrique subirait des échauffements et des altérations dont les conséquences sont aisées à prévoir. Aussi, le constructeur est-il obligé, contrairement à l'opinion de beaucoup de preneurs, de s'assurer dans ses essais un coefficient de sécurité, destiné à éviter à la fois les déchets et la fatigue de l'isolant.

L'épaisseur du diélectrique augmente d'ailleurs très rapidement avec ce coefficient de sécurité calculé pour les couches les plus voisines du conducteur. Dans l'exemple ci-dessus, avec un coefficient de sécurité = 4, l'épaisseur devient 9,55 mm; pour un coefficient égal à 8, cette épaisseur s'élève à 37 mm.

L'auteur considère ensuite un fil d'un diamètre de 0,1 mm, isolé au moyen d'un diélectrique que l'on fera travailler à 12 000 volts par millimètre d'épaisseur, la tension totale doit être de 100 000 volts; la formule précédente donne

$$12\,000 = \frac{0,434 \times 100\,000}{0,25 \log 4R}$$

d'où

$$R = 10,75 \times 10^{70}\ \text{mm}.$$

Il en résulterait l'impossibilité d'isoler pratiquement un fil de 0,1 mm soumis à cette tension, et cependant on conçoit qu'un transport d'énergie soit possible avec deux fils infiniment plus rapprochés dans l'air que ne l'indique le précédent résultat. C'est que si l'on observe deux fils placés dans ces conditions, dans l'obscurité, on constate qu'ils sont enveloppés d'une effluve d'un certain diamètre, ce qui prouve, qu'au point de vue statique l'air est devenu conducteur au voisinage du fil, et que ce dernier doit être remplacé par un conducteur ayant le diamètre de l'effluve. On trouve, en effet, que le diamètre virtuel du conducteur étant de 2,1 mm le rayon extérieur de la section du diélectrique doit être seulement R = 2 720 mm.

Dans un alternateur, un conducteur supportant une tension de 40 000 volts, avec un diélectrique de 7 mm, la couche d'air immédiatement en contact avec la surface du diélectrique

doit supporter 4 500 volts par millimètre et il y a forcément effluve. Si entre le diélectrique et le fer de l'induit, il y avait un intervalle d'air de 2 mm, la formule précitée ne s'appliquerait plus, le diélectrique n'étant pas homogène; mais si on suppose que le pouvoir inducteur spécifique de la micanite est 5, celui de l'air étant 1, la tension de 40 000 volts se répartit de telle sorte que la micanite supporte 19 500 volts, et la couche d'air 20 500 volts; il y aura donc effluve violente et même rupture dans la couche d'air.

Une répartition aussi désavantageuse des différences de potentiel se présente dans beaucoup de diélectriques industriels. Ainsi dans certains tubes de micanite, des couches de 0,05 mm de mica alternent avec des couches de papier de même épaisseur. Or la rigidité diélectrique et le pouvoir inducteur spécifique du papier sont plus faibles que pour le mica, de sorte que les couches intérieures du papier sont soumises à des tensions exagérées; une distribution plus rationnelle consisterait à ne placer à l'intérieur que du mica, le papier restant à l'extérieur. C'est d'après ces mêmes principes que certains conducteurs de câbles ont établi leur isolement.

Dans la pratique, les constructeurs sont rarement pleins; l'auteur montre que c'est généralement le rayon du câble qui doit alors entrer dans les calculs, les fils élémentaires conservant néanmoins une certaine influence.

L'auteur s'étend assez longuement sur les fils pilotes des câbles, et sur le nouveau mode d'isolement des alternateurs au moyen de toiles enduites.

Il cite ensuite des expériences effectuées sur une ligne aérienne renfermant en série des conducteurs de diamètres variant de 0,12 à 15 mm. En élevant peu à peu la tension de la ligne jusqu'à l'apparition de l'effluve, cette dernière se manifeste dans les divers fils aux tensions suivantes.

Diamètre des fils	Tensions en volts	Diamètre des fils	Tensions en volts
mm	mm	mm	mm
0,12	12 300	6,00	106 000
0,25	18 200	7,60	127 000
0,50	28 000	10,00	152 000
1,00	42 000	12,50	185 000
2,00	57 000	15,00	196 000
4,00	81 000		

A 196 000 volts, la ligne vue dans l'obscurité présente une effluve d'un diamètre uniforme quel que soit le diamètre du fil; et ce diamètre correspond précisément à celui que donnerait les formules indiquées précédemment pour un diélectrique formé par l'air.

L'auteur termine par une série d'expériences destinées à montrer l'exactitude des observations précédentes. Il montre entre autres que dans un isolant formé de couches diélectriques de différentes substances, l'une des couches peut être percée par l'étincelle sans que tout le diélectrique soit traversé. Il en conclut que pour les appareils de très haute tension le voltage d'épreuve doit dépasser très peu la tension de service, sans quoi certaines régions de l'isolant peuvent être fatiguées et percées, sans qu'il en existe de traces extérieures.

P.-L. C.

Détermination de l'emplacement d'une station. **S. Diamant.** *Electrical World and Engineer*, t. XLIII, p. 311.

Soient 1, 3, 4, 5, des centres de distribution (fig. 1) les intensités du débit en ces points étant entre elles comme les nombres précédents. Projetons ces points sur deux axes de coordonnées rectangulaires Ox, Oy et prolongeons les lignes de projections au dela des axes. On se propose de déterminer deux lignes neutres, dont le point de rencontre donnera le centre cherché pour l'emplacement de la station. Pour déterminer la ligne neutre perpendiculaire à Oy, on porte sur une parallèle ae à Ox, des longueurs ab, bc, cd, de les valeurs des divers débits en 1, 3, 4, 5. Au milieu de ae, on élève une perpendiculaire $s's$ et on prend $s's = as'$ et on trace les sécantes sa, sb, sc, etc., on a ainsi décomposé les forces ab, bc, etc., en composantes bs, sa ; es, sb ; etc., qui se neutralisent deux à deux, sauf en ce qui concerne sa et es qui forment les composantes de la charge totale.

En un point w du diagramme supérieur, traçons wx parallèle à bs ; du point d'intersection avec la projetante du point suivant, traçons xy parallèle à cs, puis yt parallèle à ds; enfin de w et t, on mènera les parallèles wz et tz à sa et es ; le point d'intersection z est le point par où passe la résultante des forces composantes perpendiculaires à Oy. Comme toutes les composantes de la charge perpendiculaire à

Oy agissent dans des directions parallèles, la résultante zz agit également dans cette même direction. On fait de même pour les composantes perpendiculaires à Ox; l'intersection des

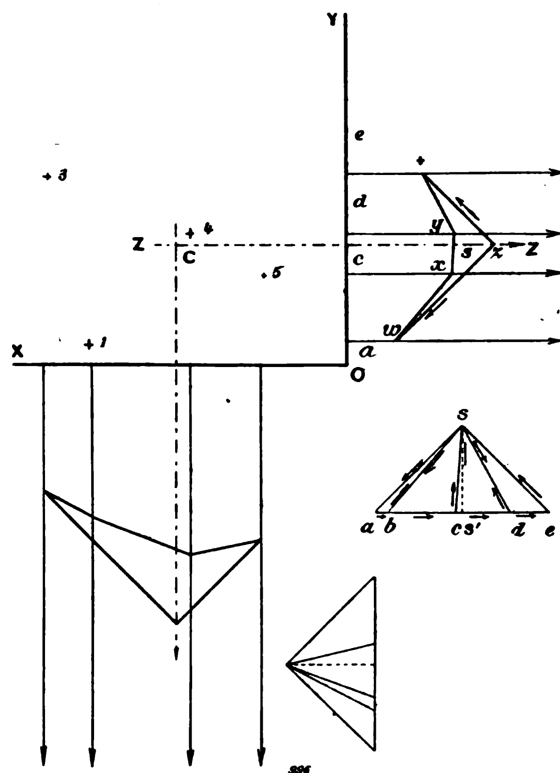


Fig. 1.

deux lignes neutres donnera la position C du centre des moments ; le résultat, comme il est aisé de le voir, est d'accord avec la détermination analytique du centre des moments.

P.-L. C.

ÉCLAIRAGE

Système Sperry-Lyndon d'éclairage des trains. *Electrical Review*, New-York, t. XLIV, nº 6.

Les inventeurs attribuent la défaveur qu'ont rencontrée les accumulateurs auprès du monde des chemins de fer, à ce que dans les systèmes d'éclairage des trains proposés jusqu'à présent, on fait traverser les accumulateurs par un courant de charge constant et on admet que la courbe de décharge est une ligne droite. Selon les inventeurs, pour que les accumulateurs fonctionnent d'une façon rationnelle dans un système d'éclairage des trains, il faut que la tension aux bornes du circuit de décharge soit constante à toutes vitesses ; la batterie doit être maintenue au voisinage de la pleine charge, et la charge doit être rapide au début, et de plus en plus lente à la fin, pour être arrêtée quand les éléments atteignent une force électromotrice de 2,5 volts. La génératrice doit être aussi réduite que possible, ce qui devra faire employer des vitesses et des inductions élevées; sa vitesse sera maximum quand le train marche à 24 km à l'heure et devra se maintenir pour des vitesses supérieures du train. La génératrice devra débiter son courant maximum au début de la charge, pouvoir alimenter à la fois le circuit d'éclairage et la batterie, sortir du circuit et s'arrêter dès que la charge est terminée ; toutes ces opérations devront se faire automatiquement et en toute sécurité.

La transmission du mouvement à la dynamo se fait par l'intermédiaire d'un système évitant la transmission des trépidations des essieux à l'arbre de la dynamo. Sur l'essieu de la voiture est calé une sorte de toc articulé, par l'intermédiaire de deux tiges à deux points diamétralement opposés d'une bague entièrement libre. Aux deux points de la bague situés aux extrémités du diamètre perpendiculaire au précédent, sont fixées deux autres tiges articulées qui entraînent l'équipage de la dynamo.

Ce dernier comporte deux surfaces d'entraînement par friction sur lesquels tournent quatre galets; la première de ces surfaces est entraînée par les tiges articulées dont il a été parlé ci-dessus. Cette surface, ainsi que l'autre qui lui fait face, est un morceau de tore ayant le même axe que l'essieu; les galets qui s'appuient sur les deux surfaces peuvent de la sorte recevoir diverses orientations ce qui modifie entre des limites assez étendues la réduction de vitesses. La dynamo est accouplée par un système de transmission quelconque à la surface entraînée. L'orientation des galets se fait par l'action d'une tige articulée sur des tourillons, et le déplacement de cette tige s'effectue au moyen d'un piston placé dans un cylindre rempli d'huile qu'y envoie une petite pompe actionnée par un ventilateur placé sous la voiture. Un simple robinet règle l'arrivée de l'huile et permet d'embrayer, débrayer et faire varier la vitesse de la dynamo.

La tension aux bornes de la dynamo devant

pouvoir suivre celle de la batterie, on insère entre les deux appareils une résistance en série à variations automatiquement réglées pour donner la tension convenable au circuit d'éclairage. Un interrupteur automatique sort la génératrice du circuit quand la vitesse est inférieure à une valeur déterminée, correspondant à une vitesse de 40 km à l'heure du train.

La figure 1 représente le système complet, *a* est la dynamo-shunt, avec son équipage d'entraînement *b*, commandé par le piston *d*. La pompe à huile avec son réservoir est figurée en

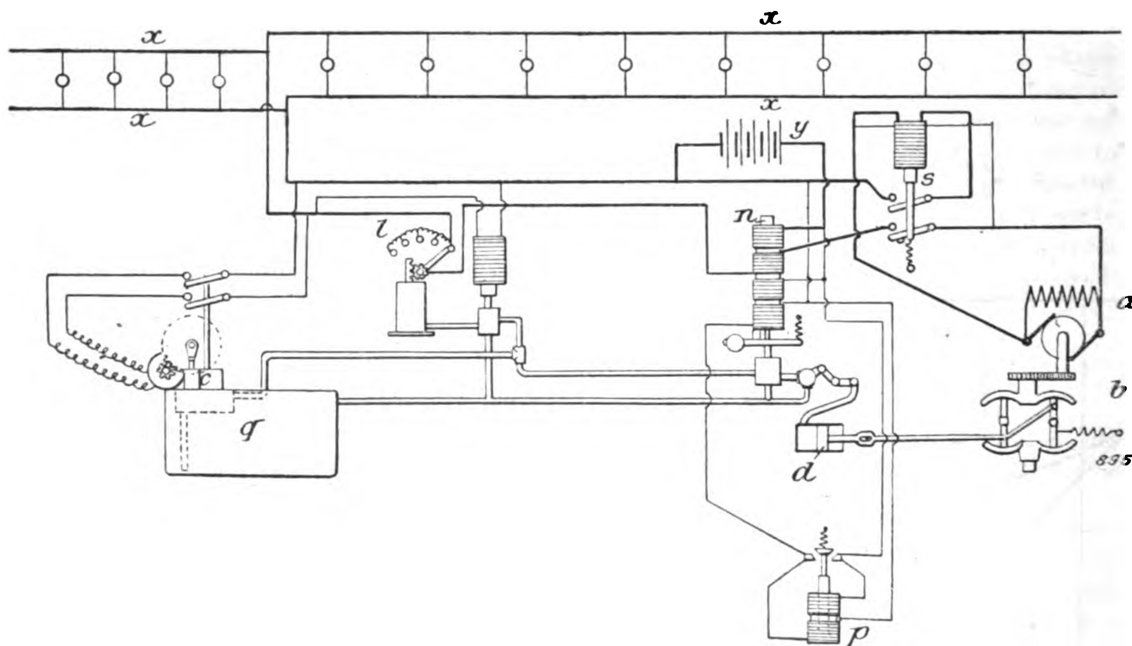


Fig. 1.

z; *s* est l'interrupteur automatique, *x*,*x* désignent le circuit d'éclairage, *r* les accumulateurs, *l* la résistance à réglage automatique, *n* un solénoïde et *p* un interrupteur auxiliaire.

La figure 2 donne un schéma séparé des appareils *n* et *p*. Le solénoïde *n* renferme 4 enroulements, dont deux en série et deux autres en dérivation. Le noyau commande le robinet d'huile dont dépend le mouvement du piston *d*. Les enroulements tendent à faire descendre le noyau et à diminuer la vitesse de la génératrice. La bobine à fil fin 3 est calculée de façon que lorsque le voltage est de 2,5 volts par élément, son action sur le noyau est exactement égale à la pression du ressort. Si la tension croît, le noyau descend, la vitesse de la génératrice diminue ; si au contraire la tension de la batterie décroît, la génératrice y envoie du courant à travers l'enroulement en série 1 et la somme des actions de 1 et de 3 sur le noyau équilibre la pression du ressort ; si le courant augmente trop, la vitesse de la génératrice sera réduite par la descente du noyau.

Le courant maximum de la génératrice passant

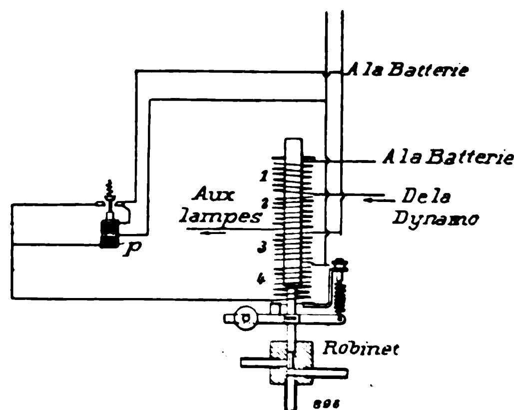


Fig. 2.

dans la bobine 1, si des lampes sont mises en circuit, la bobine 2 sera excitée, le noyau descen-

dra et la vitesse de la dynamo sera réduite jusqu'à ce que le courant envoyé aux accumulateurs soit réduit de la quantité absorbée par les lampes.

La bobine en dérivation 4 est normalement ouverte par le coupe-circuit p, dont les enroulements sont excités par deux bobines en dérivation; l'une de ces dernières est branchée aux accumulateurs, l'autre également, mais coupée normalement par l'interrupteur lui-même. Quand la tension par élément atteint 2,5 volts, la première bobine a une action juste suffisante pour surmonter la tension d'un ressort et fermer le circuit; au moment du contact, la deuxième bobine est excitée, renforce l'action du noyau, ferme le circuit de la bobine 4, et fait descendre le noyau du solénoïde n jusqu'à ce que les galets d'entraînement quittent une des deux surfaces de friction, la dynamo se trouvant ainsi arrêtée automatiquement. Au moment de la décharge de la batterie, la tension baisse rapidement, le coupe-circuit p s'ouvre, le noyu de n remonte et la dynamo est embrayée à nouveau.

P.-L. C.

SOCIÉTÉS SAVANTES ET TECHNIQUES

ACADÉMIE DES SCIENCES

Explication des colorations diverses que présente un même tube à gaz raréfié. Note de M. **H. Pellat**. présentée par M. Lippmann.

« Dans une précédente communication [1], j'ai montré par une expérience décisive que la luminescence du gaz dans un tube de Geissler était due, même pour la colonne anodique, aux chocs des corpuscules négatifs et non à ceux des ions positifs, conformément, du reste, à l'hypothèse de J.-J. Thomson. En partant de ce fait, on peut expliquer facilement les divers aspects que prend la décharge dans un tube à gaz raréfié et, en particulier, les strates. C'est à J.-J. Thomson qu'est due cette explication [2] ; elle paraît tout à fait satisfaisante dans ses grandes lignes ; pourtant elle me semble devoir être modifiée et complétée en quelques points [3]. J.-J. Thomson insiste, après d'autres, sur la similitude d'aspect de la gaine cathodique et des strates. La gaine cathodique ne diffère guère des strates qu'en deux points : le premier est sa plus grande longueur, ce qui est parfaitement expliqué par Thomson ; le second est la couleur parfois très différente ; ce point a été laissé de côté par le savant anglais. C'est l'explication de cette différence dans la coloration qui fera l'objet de cette note, et qui me forcera à modifier un peu sa théorie.

» La coloration différente de la gaine cathodique et de la colonne anodique, si tranchée parfois, comme dans les tubes à azote, ne tient pas à un spectre entièrement différent, mais simplement à un changement dans la valeur relative des intensités de certaines raies ou de certaines bandes ; on peut, en effet, passer graduellement d'un spectre à l'autre par des procédés que nous indiquons plus loin.

» C'est un fait d'expérience que, toutes les fois que les corpuscules sont au moment du choc avec une molécule du gaz, animées d'une très grande vitesse, la couleur de la luminescence est celle de la gaine cathodique, caractérisée dans le cas de l'azote par un grand éclat de certaines radiations violettes, tandis que, pour une vitesse relativement faible des corpuscules au moment du choc, mais suffisante toutefois pour produire la luminescence, la couleur est celle de la colonne anodique. On peut le voir par les expériences suivantes :

» Si la portion du tube qui contient la colonne anodique présente une partie étroite, le champ électrique y acquiert une valeur plus grande que dans les parties larges du tube, d'où une plus grande vitesse possédée par un assez grand nombre de corpuscules au moment du choc, et la couleur se rapproche de celle de la gaine cathodique, au point qu'on a dit qu'un

(1) *Comptes rendus*, 22 février 1904.

(2) J.-J. Thomson. *Conduction of electricity through gases*, 1903, p. 479-492.

(3) En particulier, je crois que l'explication donnée par Thomson de l'espace obscur de Crookes doit être complètement modifiée. C'est un point sur lequel je compte revenir prochainement.

étranglement dans un tube produisait l'effet d'une cathode.

» Lorsqu'on dévie par un champ magnétique disposé perpendiculairement au tube le faisceau anodique, celui-ci se resserre en un mince filet le long de la paroi du verre, si le champ est assez faible pour que les phénomènes de magnétofriction ne se produisent pas ; on obtient ainsi l'équivalent du rétrécissement du tube, le champ électrique devient intense dans ce filet et celui-ci prend la couleur de la gaine cathodique. En faisant varier l'intensité du champ magnétique depuis zéro jusqu'à la valeur qui donne un filet très étroit, on voit graduellement le spectre se modifier, par variation d'intensité des raies, depuis celui fourni par la colonne anodique ordinaire jusqu'à celui fourni par la gaine cathodique, ou à peu près.

» Ceci posé, j'admets que, lorsqu'un corpuscule a frappé une molécule gazeuse, il perd la force vive dont il est animé, et devient incapable de provoquer la luminescence en rencontrant une autre molécule avant d'avoir repris, sous l'influence du champ électrique, une vitesse minimum v à partir de laquelle son choc peut déterminer la luminescence du gaz. De même, les corpuscules (*secondaires*) mis en liberté par l'ionisation de la molécule gazeuse au moment où elle est frappée, comme l'admet Thomson, naissent sans vitesse notable et doivent, sous l'influence du champ, acquérir au moins la vitesse v pour être capables d'exciter la luminescence par leur choc sur une molécule de gaz.

» Ce point admis, la couleur différente de la gaine cathodique et de la colonne anodique s'explique facilement. Les corpuscules *primaires* qui naissent sur la cathode ou dans le voisinage immédiat de celle-ci sont soumis au champ électrique extrêmement intense qui, comme le montre l'expérience, règne à une faible distance de la cathode. Sous l'influence de ce champ, ils prennent, avant de rencontrer une molécule gazeuse, une vitesse considérable V, bien supérieure à v. Les molécules gazeuses qui sont rencontrées par ces corpuscules doués de grande vitesse donnent naissance à une luminescence de la couleur caractéristique des chocs intenses ; celle-ci constitue la gaine cathodique. Forte du côté de la cathode, l'intensité lumineuse va en s'affaiblissant à mesure qu'on s'en éloigne, car le nombre des corpuscules qui n'a encore rencontré aucune molécule va en diminuant de plus en plus, et la gaine cesse quand il n'en reste plus. Aussi cesse-t-elle d'autant plus vite que le gaz est plus dense. Mais on voit que la couleur de la gaine doit être la même partout à son intérieur, puisque la vitesse des corpuscules est partout du même ordre de grandeur V ; tandis que, dans l'explication de J.-J. Thomson, on ne comprend pas qu'il puisse en être ainsi, car il attribue la luminosité de la gaine au choc des corpuscules secondaires. Sous l'influence du champ électrique, très faible dans la gaine et qui ne reprend de valeur notable qu'au delà de son extrémité, en général, les corpuscules primaires ou secondaires prennent une certaine vitesse qui, dès qu'elle atteint la valeur v, leur permet de produire par leur choc la luminescence du gaz. Mais celle-ci, résultant d'un choc à une vitesse relativement faible, a la couleur correspondante : c'est le commencement de la colonne anodique. Tout le reste de la colonne s'explique de même ; les chocs ayant lieu avec des vitesses qui dépassent peu v, la luminescence a partout la même couleur, qui peut être très différente de celle de la gaine cathodique, qui correspond à une vitesse V.

» Les autres particularités de l'aspect des tubes (strates plus ou moins rapprochées, plus ou moins nettement séparées, gaine cathodique parfois noyée par son extrémité dans la colonne anodique, etc.) s'expliquent très aisément, comme je me propose de le montrer dans un Mémoire d'ensemble sur ce sujet. »

Cohésion diélectrique de la vapeur saturée de mercure et de ses mélanges. Note de **M. E. Bouty**, présentée par **M. Lippmann**.

« 1. Pour appliquer ma méthode à la mesure de la cohésion diélectrique de la vapeur saturée de mercure, il fallait d'abord posséder un ballon qui, à la plus haute température employée, ne présentât pas de trace de conductibilité. J'ai fait usage d'un ballon plat en silice, d'environ 250 cm³ de capacité, fourni par la maison Heraeus de Hanau, aussi semblable que possible aux ballons de verre ou de cristal que j'employais auparavant.

» Des expériences préliminaires, exécutées avec l'air, m'ont permis de constater que, tout au moins jusqu'à 300°, la loi de l'indépendance

de la cohésion diélectrique à volume constant par rapport à la température, paraît absolue. Il m'était donc loisible d'opérer, à des températures variables, sur la vapeur saturée de mercure, et de ramener à l'aide de cette loi, tous les résultats à la température ordinaire. Voici le dispositif de l'expérience :

» Le système du condensateur et du ballon est incliné. Le ballon communique par des tubes à robinet : 1° avec une cuve à mercure mobile ; 2° avec une machine pneumatique à mercure ; 3° au besoin, avec un récipient contenant un gaz. Pour étudier la cohésion diélectrique de la vapeur de mercure pure, on fait d'abord le vide de Crookes dans le ballon, puis à l'aide de la cuvette mobile, on amène le niveau du mercure dans le col du ballon, à l'intérieur de l'étuve à température constante, enfin on ferme le robinet de communication, de façon à isoler, dans le col du ballon, une masse invariable de mercure. La vapeur remplit le ballon sous une pression que l'on mesure à l'aide d'un petit manomètre extérieur.

» En opérant ainsi on obtient, sans grande difficulté, des résultats parfaitement cohérents. Les pressions sont ramenées, par le calcul, à la température de 17° ; les champs critiques en volts par centimètre se trouvent exprimés par la formule

$$y = -50 + 354\sqrt{p(p+4)} + \frac{0,19}{p^2},$$

tout à fait ananalogue à celles qui conviennent aux divers gaz que j'ai antérieurement étudiés.

» D'après cette formule, la cohésion de la vapeur de mercure est 354, c'est-à-dire seulement les 0,85 de celle de l'air. Eu égard à la densité considérable de la vapeur de mercure, cette cohésion diélectrique est remarquablement petite. C'est un premier rapprochement entre le mercure et l'argon.

» 2. Grâce au dispositif indiqué ci-dessus, on peut d'abord introduire dans le ballon un gaz quelconque sous une pression connue, puis y vaporiser du mercure, de manière à obtenir des mélanges où la vapeur de mercure est en proportion continûment croissante avec la température.

» Dans la vapeur de mercure pure, les effluves sont éblouissantes. Vient-on à introduire une petite quantité d'acide carbonique ou d'hydrogène, la lumière devient plus bleue et beaucoup moins vive. La cohésion diélectrique des mélanges formés est sensiblement supérieure à celle que l'on calculerait par la règle des moyennes, mais les écarts, de même signe que pour les mélanges d'argon, sont incomparablement moins importants dans le cas du mercure.

» 3. Il m'a semblé curieux d'étudier aussi ce qui se paese quand l'argon et le mercure, tous deux monoatomiques, se trouvent mêlés. Dans ce cas, le mercure se comporte comme les gaz polyatomiques que j'avais précédemment mêlés à l'argon. La cohésion diélectrique est énormément supérieure à celle que l'on calculerait par la règle des moyennes. »

Sur les rayons cathodiques. Réponse à la note de M. Pellat. Note de **M. P. Villard,** présentée par **M. J. Violle.**

» Dans une remarque récente [1], au sujet de la note que j'ai publiée sur les *rayons magnéto-cathodiques*, M. Pellat fait observer que sa théorie de la magnétofriction ne s'applique pas à ces rayons. Je suis sur ce point entièrement de son avis et il ne pouvait entrer dans ma pensée de considérer comme résistant un champ qui paraissait, au contraire, avoir sur les rayons une action motrice. J'ai simplement voulu dire que, dans ses travaux sur les rayons cathodiques, M. Pellat s'est trouvé, nécessairement d'ailleurs en présence de rayons magnétocathodiques et qu'il a interprété les faits par une hypothèse sur les rayons ordinaires. La lecture des Mémoires publiés sur cette question par l'auteur ne laisse aucun doute.

» On y lit en effet [2] :

» *Le flux* A [3] *n'est soumis à aucune action électromagnétique tendant à la dévier perpendiculairement aux lignes de force, que le champ soit intense ou faible. Il s'échappe toujours de la cathode dans la direction du champ, que cette direction soit normale, oblique ou tangentielle à cette surface.*

» Et, quelques lignes plus bas :

---

(1) *Comptes rendus*, 20 juin 1904.

(2) *Comptes rendus* t. CZXXIV, 1902, p. 353.

(3) D'autres rayons sont désignés sous le nom de *flux* B.

» *La netteté du tube dessiné par le flux* A *dans sa partie latérale est indépendante de la pression du gaz*, dans les limites de pression où j'ai pu suivre le phénomène, c'est-à-dire depuis 4 mm de mercure jusqu'à 0,004 mm (tube de Crookes très résistant). La netteté de la surface latérale du tube dépend évidemment de l'intensité du champ. »

« Or, ces rayons, visibles sous des pressions élevées, toujours dirigés suivant le champ, sont évidemment ceux que Plücker avait entrevus, et que j'ai appelés *magnétocathodiques*.

» Une seconde note [1], dont le but est clairement exposé (p. 698), montre que c'est bien à ces mêmes rayons que se rapporte l'interprétation proposée par l'auteur, qui d'ailleurs rappelle à ce sujet ses précédentes observations.

» M. Pellat admet, il est vrai, maintenant que par l'effet de la magnétofriction les rayons ordinaires s'enroulent autour des lignes de force, en formant avec elles des angles de plus en plus aigus, au point d'arriver, dans les champs intenses, à se confondre avec ces lignes ; ils suivraient donc les mêmes trajectoires que les rayons magnétocathodiques, mais resteraient distincts de ces derniers. Il est regrettable que les expériences nouvelles conduisant à cette conclusion n'aient pas été décrites. Je n'ai trouvé à ce sujet que l'expérience dans laquelle un faisceau dévié par un champ horizontal croissant se relève d'abord dans un plan vertical, puis s'écarte de ce plan quand le champ dépasse 140 unités et finit par se placer dans le plan horizontal, où il figure alors le tube de force ayant pour base la cathode [2].

» Cette déviation progressive n'est autre que l'accomplissement progressif normal d'une première spire d'hélice, qui est complète au moment où la tache phosphorescente arrive à la ligne de force issue du centre de la cathode, ligne qui constitue la génératrice fixe commune à tous les cylindres sur lesquels s'enroulent les rayons. Le passage de la trace du faisceau au sommet de l'ampoule, pour un champ de 140 unités [3], n'est qu'une phase du phénomène.

» L'absence des spires suivantes, qui devraient être nombreuses dans un champ de 7 000 unités, serait un argument très probant en faveur de la magnétofriction, si cette absence était un phénomène constant ; mais il ne semble pas qu'il en soit ainsi. On peut, en effet, observer aisément cinq spires dans un champ croissant jusqu'à 1 500 unités, c'est-à-dire très supérieur à la limite donnée par M. Pellat [1] pour la disparition de l'effet électromagnétique ordinaire. Il suffit de prendre une cathode plane masquée par des écrans dont l'un, placé très près d'elle, porte une petite ouverture limitant l'afflux cathodique tout en conservant l'uniformité du champ électrique. L'ampoule peut être réduite à la demi-sphère utile ou contenir un écran fluorescent. Dans ces conditions, les faisceaux sont limités et la tache fluorescente décrit sur l'écran la courbe prévue par les lois ordinaires : toutes les boucles sont tangentes à la droite (ou l'arc de grand cercle) passant par le point initial d'arrivée des rayons et la trace de la ligne de force menée du point initial d'arrivée des rayons et la trace de la ligne de force menée du point d'émission. La présence de rayons diversement déviables ne gêne pas l'observation, ceux-ci venant nécessairement frapper l'écran en des points de la même courbe : l'aspect est celui d'une petite comète décrivant une série d'orbites de diamètres décroissants. La courbe semble bien être la même, qu'elle soit décrite par des rayons très déviables dans des champs faibles, ou par des rayons peu déviables dans des champs plus intenses. Quand le faisceau magnétocathodique apparaît, son faible diamètre n'empêche pas d'observer les autres qui s'affaiblissent toutefois à ce moment et finissent par disparaître. Ce faisceau se distingue aisément parce qu'il illumine le gaz sur son trajet.

J'ajouterai que, s'il existait suivant une ligne de force un rayon ordinaire et un rayon magnétocathodique superposés, un champ électrostatique les dévierait dans deux directions rectangulaires, ce qui permettrait de les séparer. Je n'ai observé aucun dédoublement de ce genre. »

[1] *Comptes rendus*, t. CXXXIV, p. 697.

[2] *Comptes rendus*, t. CXXXIV, p. 699.

[3] Ayant des rayons de vitesse différente on aurait une autre valeur du champ.

[1] *Loc. cit.*

Le Gérant : CH. COINTE.

Tome XL. Samedi 20 Août 1904. 11e Année. — N° 34

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

DIAGRAMME DES MOTEURS POLYPHASÉS ASYNCHRONES (1)

Représentation du glissement. — Calculons I_2 en fonction de $x = \operatorname{tg} \theta = \frac{(\Omega - \omega)\lambda_2}{r_2}$

Le triangle DNP donne :

$$KN = KD \sin \theta$$

d'où

$$I_2 = \frac{M}{\lambda_2} I_1 \sin \theta .$$

En projetant ON sur les directions OH et HK, on trouve d'autre part facilement :

$$I_1 = \frac{U}{\sqrt{(r_1 + (1 - \sigma)\lambda_1\Omega \sin\theta \cos\theta)^2 + (\Omega\lambda_1 - (1 - \sigma)\Omega\lambda_1 \sin^2\theta)^2}}$$

En portant cette valeur de I_1 dans l'expression de I_2, on obtient, après simplification et après avoir exprimé $\sin\theta$, $\cos\theta$ en fonction de x (2) :

$$I_2 = \frac{MUx}{\lambda_2\sqrt{(\sigma\lambda_1\Omega x - r_1)^2 + (\Omega\lambda_1 + r_1 x)^2}} .$$

Ceci posé, menons par le point O (fig. 2) une droite OX faisant avec OK un angle α, prenons le point G d'intersection de KM avec OX, et cherchons à exprimer la longueur MM_0

(1) Voir *L'Éclairage Électrique* du 13 août 1904.

(2) M. Blondel a donné une formule identique dans sa magistrale étude « Du rôle des fuites magnétiques dans les moteurs à champ tournant ». *Éclairage Électrique*, t. V, 19 octobre 1895 et suivants.

**

en fonction de OG. Si l'on désigne pour abréger les angles HOK, MKM_0 par δ et β, le triangle MM_0K donne :

$$\frac{MM_0}{\sin\beta} = \frac{M_0K}{\sin M_0MK} = \frac{M_0K}{\sin\delta}$$

donc

$$MM_0 = \frac{M_0K}{\sin\delta}\sin\beta = DK\sin\beta. \quad (7)$$

De même d'après le triangle KOG, l'on a :

$$\frac{OG}{\sin\beta} = \frac{OK}{\sin(\alpha-\beta)}$$

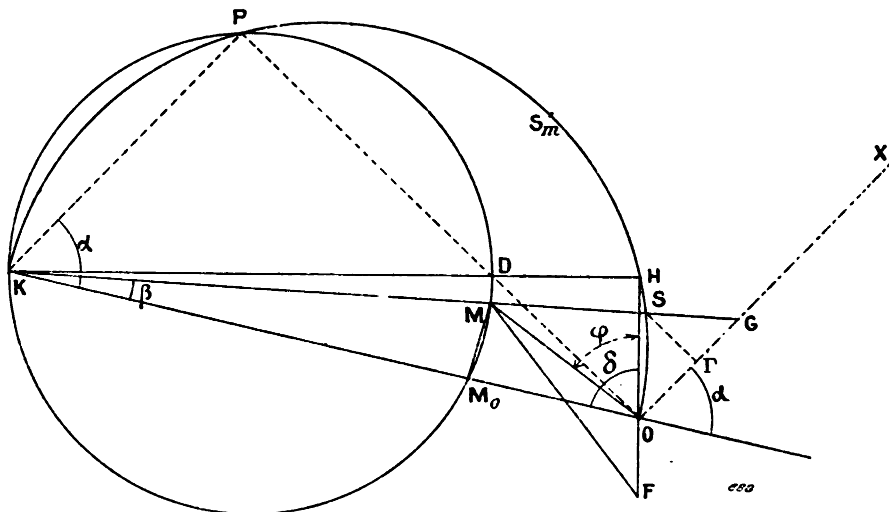


Fig. 2.

Par élimination de β entre cette relation et la précédente, l'on obtient :

$$MM_0 = \frac{OG \times KD \times \sin\alpha}{\sqrt{(OK + OG\cos\alpha)^2 + \overline{OG}^2\sin^2\alpha}}$$

En remplaçant

$$KD = (1-\sigma)\lambda_1\Omega, \quad OK = z_1$$

et en remarquant que d'après la formule (5) :

$$MM_0 = OM_0 \times \frac{M\Omega}{U} \times I_2$$
$$= \frac{r_1^2 + \sigma\lambda_1^2\Omega^2}{z_1} \times \frac{M\Omega}{U} \times I_2 \quad (^1)$$

on trouve également pour I_2 l'expression :

$$I_2 = \frac{z_1 \times (1-\sigma)\lambda_1 \times U \times OG \times \sin\alpha}{M(r_1^2 + \sigma\lambda_1^2\Omega^2)\sqrt{(z_1 + OG\cos\alpha)^2 + \overline{OG}^2\sin^2\alpha}}.$$

En résumé, nous avons trouvé deux valeurs de I_2, l'une en fonction de x, l'autre en fonc-

(1) Ici MM_0 représente une impédance et non pas le courant équivalent à I_2, comme lorsque la longueur MM_0 était mesurée à l'échelle des ampères.

tion de OG; si l'on égale ces deux valeurs, l'on obtient :

$$\frac{x}{\sqrt{(r_1^2 + \sigma^2\lambda_1^2\Omega^2)\, x^2 + 2\,(1-\sigma)\, r_1\lambda_1\Omega x + z_1^2}} = \frac{z_1 \times OG \times \sin\alpha}{(r_1^2 + \sigma\lambda_1^2\Omega^2)\sqrt{\overline{OG}^2 + 2\,\overline{OG}\, z_1 \cos\alpha + z_1^2}}.$$

En désignant alors par ρ le rapport $\frac{OG}{x}$ et en remplaçant OG par ρx dans cette dernière égalité, on trouve que ρ a pour valeur

$$\rho = \sqrt{r_1^2 + \sigma^2\lambda_1^2\Omega^2}$$

c'est-à-dire que OG est proportionnel à x, lorsque l'angle α est tel que :

$$\sin\alpha = \frac{r_1^2 + \sigma\lambda_1^2\Omega^2}{z_1\sqrt{r_1^2 + \sigma^2\lambda_1^2\Omega^2}}$$

$$\cos\alpha = \frac{(1-\sigma)\, r_1\lambda_1\Omega}{z_1\sqrt{r_1^2 + \sigma^2\lambda_1^2\Omega^2}}$$

Si l'on joint OD et si l'on prend pour OX la perpendiculaire à OD (fig. 2), le triangle OPK donne

$$\cos M_0KP = \cos\alpha = \frac{KP}{KO}$$

Ou bien en remarquant que :

$$\frac{KP}{OH} = \frac{KD}{OD}$$

$$\cos\alpha = \frac{OH \times KD}{OD \times KO}$$

$$= \frac{(1-\sigma)\, r_1\lambda_1\Omega}{z_1\sqrt{r_1^2 + \sigma^2\lambda_1^2\Omega^2}}$$

La droite OX ainsi choisie répond donc bien à la question, et le segment OG pourra mesurer x, c'est-à-dire le glissement pour une valeur donnée de r_2.

Il est à remarquer que le point P est la position du point M correspondant à $x = \infty$; ceci pouvait déjà être prévu sur la figure 1, puisque l'on devait avoir dans ce cas $\text{tg}\,\theta = \infty$ et que par suite N venait en D, M en P. Enfin il est bien évident qu'au lieu de OX on pourrait se servir de n'importe quelle droite perpendiculaire à OP, afin de ramener le glissement à l'échelle la plus convenable.

Quant au facteur de proportionnalité ρ entre OG et x, il est, comme on le voit, indépendant de r_2 ; nous verrons plus loin l'importance de cette remarque.

Représentation du couple. — D'après une propriété générale bien connue des moteurs d'induction, le couple C est donné par la formule

$$C = \frac{r_2 I_2^2}{\Omega - \omega}$$

Or d'après des formules déjà vues :

$$I_2 = MM_0 \times \frac{z_1 U}{M\Omega\,(r_1^2 + \sigma\lambda_1^2\Omega^2)}$$

ou bien en remplaçant MM_0 par sa valeur tirée de (7)

$$I_2 = \frac{(1-\sigma)\,\lambda_1\Omega z_1 U}{M\Omega\,(r_1^2 + \sigma\lambda_1^2\Omega^2)} \sin\beta.$$

Pour abréger, nous désignerons par J la fraction ci-dessus :

$$I_2 = J \sin \beta$$

Si l'on porte cette valeur de I_2 dans l'expression du couple, l'on obtient :

$$C = \frac{r_2 J^2 \sin^2 \beta}{\Omega - \omega}$$

ou finalement en se rappelant que :

$$x = \frac{(\Omega - \omega)\, \lambda_2}{r_2} = \frac{OG}{\rho}$$

$$C = \frac{\rho \lambda_2 J^2 \sin^2 \beta}{OG}. \qquad (8)$$

Nous pouvons mettre sous une autre forme cette expression ; en effet, décrivons un cercle sur KO comme diamètre et soit S son intersection avec KG :

$$KO \sin \beta = SO$$

$$\sin \beta = \frac{SO}{KO} = \frac{SO}{\tau_1}.$$

De plus le triangle KOG donne

$$\frac{OG}{\sin \beta} = \frac{KO}{\sin KGO}$$

$$\frac{\sin \beta}{OG} = \frac{\sin KGO}{\tau_1}.$$

En portant ces valeurs de sin β et de $\frac{\sin \beta}{OG}$ dans (8), on arrive à :

$$C = \frac{\rho \lambda_2 J^2}{\tau_1^2} \times OS \sin . KGO$$

ou en abaissant SΓ perpendiculaire sur OX

$$C = \left(\frac{\rho \lambda_2 J^2}{\tau_1^2}\right) \times O\Gamma.$$

Pour un moteur donné, la quantité entre parenthèses est constante et par suite le couple est proportionnel à OΓ.

On obtient ainsi une représentation linéaire directe du couple pour chaque valeur de OG, c'est-à-dire du glissement. On voit que, comme ρ, le facteur de proportionnalité est indépendant de r_2. Enfin le couple est visiblement maximum lorsque S est en S_m, c'est-à-dire lorsque la droite SΓ est tangente au grand cercle.

Influence de la résistance secondaire. — D'après ce qui précède, la construction des deux cercles du diagramme ne dépend que de $\Omega\lambda_1$, r_1, σ_1, pour une tension U donnée, c'est-à-dire est indépendante du circuit secondaire. Par suite, dès que l'on connaîtra σ et les constantes de l'enroulement primaire, l'on connaîtra par là même le courant à vide I_0, le couple maximum, le facteur de puissance maximum, etc. Quant à l'échelle des glissements, elle est variable avec r_2 puisque l'on a :

$$OG = \rho x$$

$$OG = \rho \times \frac{\Omega \lambda_2}{r_2} \times \frac{\Omega - \omega}{\Omega}.$$

Par suite, pour une valeur donnée de OG, le glissement correspondant variera en raison de r_2, et l'influence de la résistance secondaire se traduit ainsi par un simple changement de l'échelle des glissements [1].

Pertes par hystérésis et courants de Foucault. — La manière la plus simple de tenir compte de ces pertes est de supposer l'induction dans le fer comme sensiblement constante à toutes les charges. Les pertes sont alors également à peu près constantes et l'on peut traduire leur effet par un courant watté $j =$ OF (fig. 2) dont la grandeur constante est donnée par la formule :

$$i = \frac{W}{U}.$$

W étant les pertes dans le fer.

Cas particulier de la résistance primaire nulle. — Une des propriétés intéressantes du

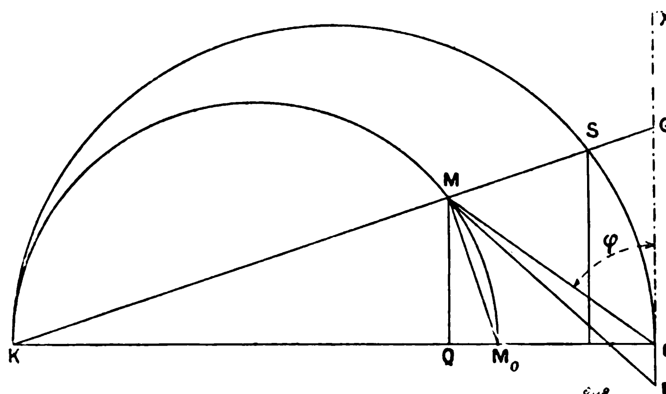


Fig. 3.

diagramme que nous venons d'établir consiste en ce qu'il donne le diagramme circulaire ordinaire comme cas particulier immédiat. Si l'on suppose en effet la résistance primaire r_1 nulle, la ligne OH (fig. 2) s'annule également ; le point P vient en K, D en M_0, H en O, et le grand cercle a pour diamètre KH.

Quant à la droite OX elle devient perpendiculaire à KO et l'on obtient ainsi la figure 3 qui représente bien l'épure circulaire ordinaire.

Comme d'ailleurs, les deux cercles ont une même droite comme diamètre, les couples peuvent être mesurés par les ordonnées MQ proportionnelles aux ordonnées OΓ [2].

Conclusions. — En résumé nous croyons avoir montré que l'on peut construire, par des méthodes purement géométriques, un diagramme circulaire des moteurs polyphasés asynchrones presque aussi simple que l'épure circulaire ordinaire, d'ailleurs comprise comme cas particulier immédiat.

Dans une prochaine étude, nous en ferons l'application à une méthode d'essai des moteurs d'induction.

J Bethenod
Ingénieur-Électricien.

(1) Comme on le sait, l'influence bien distincte des constantes du primaire et du secondaire a été mise en évidence pour la première fois par M. A. Blondel dans ses études déjà citées.

(2) Dans le cas où $r_1 = 0$, l'expression (6) devient :

$$a = \frac{M\Omega}{\lambda_1\Omega} = \frac{K_2N_2}{\nu_1K_1N_1}$$

On retrouve bien l'expression connue.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE GÉNÉRALE

DES DYNAMOS AUTO-EXCITATRICES A COURANT CONTINU

Il est, dans le fonctionnement des machines à courant continu, deux phénomènes qui, par leur nature, échappent entièrement aux investigations d'un calcul rigoureux ; ce sont les fuites magnétiques et les variations de réluctance résultant, pour les différents pôles, de la distorsion du flux provoquée par la réaction transversale de l'armature.

Abstraction faite de ces deux effets dont, seules, peuvent tenir compte des règles empiriques, nous nous proposerons d'indiquer ci-après un procédé analytique permettant d'étudier en toute généralité le fonctionnement des diverses dynamos auto-excitatrices à courant continu.

Nous utiliserons les notations suivantes :

r_1, résistance de l'armature entre balais (résistances de contact comprises) ;

r_2, résistance de l'enroulement inducteur série, si la machine en comporte ;

r, résistance intérieure de la dynamo comprenant la résistance de l'induit et celle de toute bobine d'inducteur faisant partie du circuit principal ;

R, résistance des bobines inductrices à fil fin et du rhéostat intercalé dans leur circuit ;

I, I' et i, intensités respectives des courants traversant l'armature, le circuit extérieur et l'inducteur à fil fin ;

n, nombre de spires antagonistes de l'induit ;

n', nombre de spires de l'inducteur série, supposé non shunté ;

N, nombre de spires de l'inducteur en dérivation ;

y, force électromotrice totale de la dynamo ;

x, valeur des ampère-tours résultants relatifs au régime I, pour une position donnée et supposée fixe de la manette du rhéostat d'excitation, correspondant à la résistance R ;

V', différence de potentiel entre les bornes extrêmes de la dynamo ;

V, différence de potentiel entre les bornes de l'inducteur shunt ;

y_0, x_0 et i_0, valeurs particulières de y, x et i pour $I' = 0$, c'est-à-dire pour la marche à vide ;

l_1, s_1 et μ, longueur, section et perméabilité des différentes parties du circuit magnétique de la machine.

Pour la simplification des écritures, nous poserons, dans la suite :

$$\frac{rI}{y_0} = \beta' I = \beta, \quad \frac{(n - n')\,I}{x_0} = \alpha' I = \alpha \; ; \quad \frac{n'}{N} = 0 \tag{1}$$

Sur la courbe OA (fig. 1), représentant, à vitesse constante, la loi de variation de la force électromotrice engendrée, en fonction des ampère-tours agissants (courbe déduite de la caractéristique magnétique d'Hopkinson par un simple changement d'échelle) nous figurerons en M et M_0, les deux points $(y\, x)$ et $(y_0 x_0)$ correspondant respectivement au régime I et à la marche à vide.

Nous assimilerons, par la pensée, le circuit magnétique hétérogène de la machine à un circuit homogène de longueur L et de section S, dont la perméabilité uniforme μ' serait définie à tout instant par la condition d'égale réluctance :

$$\sum \frac{l_1}{\mu_1 s_1} = \frac{L}{\mu' S} \tag{2}$$

Pour un même nombre d'ampère-tours actifs, ce circuit magnétique hypothétique sera parcouru par le même flux que le circuit réel. Il pourra donc lui être substitué avantageusement dans le raisonnement, puisque la perméabilité et l'induction auront, en ce qui le concerne, une valeur bien définie liée aux ampère-tours résultants par une loi figurée, à l'échelle près, par la caractéristique magnétique elle-même.

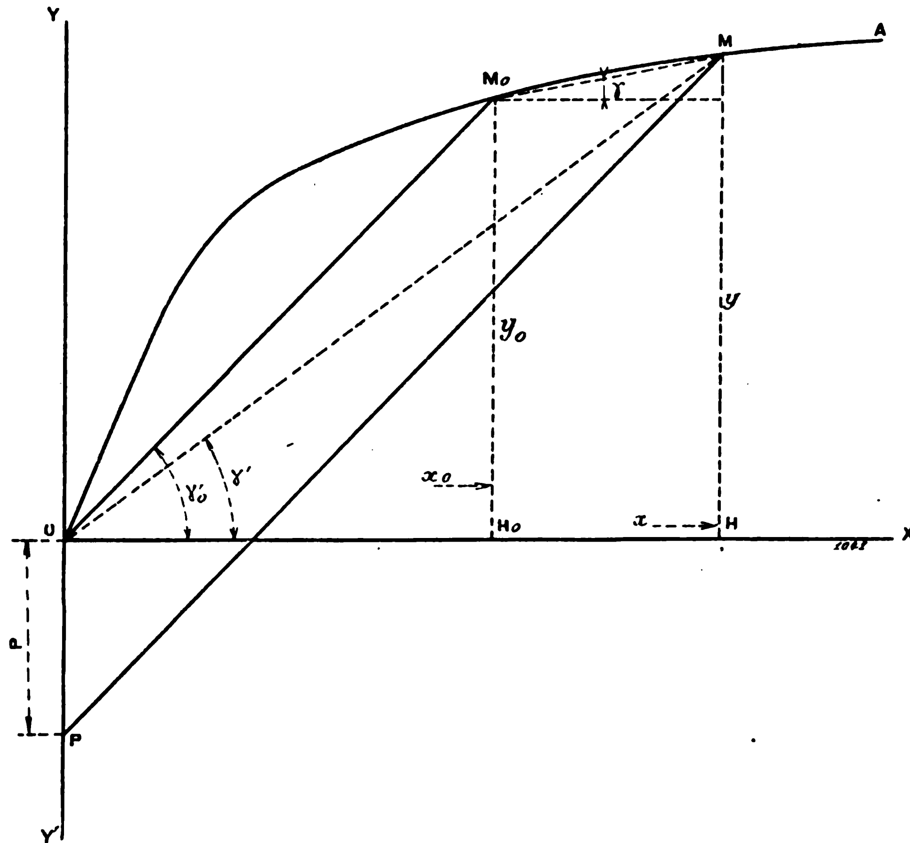


Fig. 1.

Représentant par ($\mathfrak{B}$, $\mathcal{H}$) et ($\mathfrak{B}_0$, $\mathcal{H}_0$) l'induction et l'intensité de champ correspondant, pour ce circuit fictif, aux deux points M et M_0, nous poserons :

$$\mu'_0 = \frac{\mathfrak{B}_0}{\mathcal{H}_0}, \quad \mu' = \frac{\mathfrak{B}}{\mathcal{H}} \quad \text{et} \quad \mu = \frac{\mathfrak{B} - \mathfrak{B}_0}{\mathcal{H} - \mathcal{H}_0} \tag{3}$$

Pour plus de commodité, nous pourrons désigner les deux perméabilités conventionnelles μ et μ' se référant à un point quelconque M de la courbe OA, la première sous le nom de « perméabilité relative », la seconde, sous le nom de « perméabilité absolue ».

Considérations préliminaires. — Pour toute dynamo, il importe surtout de connaître :

1° Au point de vue de son utilisation, sa caractéristique extérieure $V' = f'(I')$;

2° Au point de vue de la puissance totale en jeu, sa caractéristique totale $y = f(I)$.

Or, si nous considérons à la fois les dynamos compound du type dit à « longue dérivation » et celles du système à « courte dérivation » il est aisé de se rendre compte qu'il suffit d'adopter, comme notations auxiliaires, l'inverse (a) du rendement d'utilisation du courant d'excitation i, considéré comme n'exerçant d'effet utile que dans l'inducteur à fil

fin $\left(a \text{ étant égal à } \frac{R + r_1 + r_2}{R}\right.$ dans le premier cas et à $\left.\frac{R + r_1}{R} \text{ dans le second}\right)$, et le rapport ρ de la résistance totale des inducteurs compris entre les bornes extrêmes, dans le circuit de l'inducteur shunt, à la résistance propre de ce dernier $\left(\rho \text{ étant égal à } \frac{R}{R}\right.$ ou à $\left.\frac{R + r_2}{R} \text{ suivant le cas}\right)$, pour pouvoir exprimer V' et I' d'une façon générale au moyen des seules formules :

$$\left.\begin{aligned} V' &= y\rho - I\,(r_2 + r_1\rho) \\ I' &= Ia - \frac{y}{R} \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Tout se ramène donc à la détermination de la caractéristique $y = f(I)$. Cette détermination serait immédiate si le courant de la dynamo n'exerçait sur la valeur de la force électromotrice engendrée que des effets directs, tels que ceux provenant de l'action des ampère-tours antagonistes de l'induit et des ampère-tours série, car on connaîtrait alors, pour chaque régime, le nombre des ampère-tours résultants correspondants.

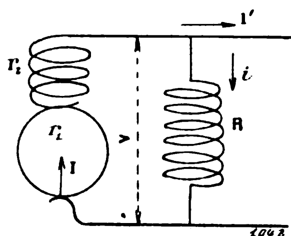


Fig. 2.

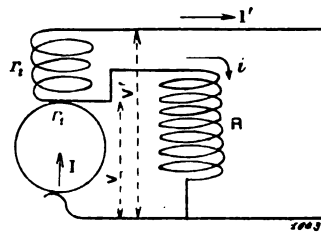


Fig. 3.

Mais en réalité, le courant de la machine agit encore indirectement sur la force électromotrice par les variations qu'il provoque dans la valeur de la différence de potentiel aux bornes du fil fin ; or, la mesure dans laquelle ces variations influent sur la valeur du flux dépend essentiellement du degré de saturation des électros. Il y a donc ainsi véritable répercussion de l'effet sur la cause, et l'on voit qu'il s'agit avant tout de trouver quel est, pour chaque valeur du courant, *l'état magnétique d'équilibre* qui lui correspond.

Il est évident que le problème, envisagé sous sa forme la plus générale, consistera dans la recherche d'une fonction du courant principal I (considéré comme paramètre variable) représentant la famille des courbes qui, par leur intersection avec la caractéristique OA, détermineront les points figuratifs de l'état magnétique résultant correspondant aux différents régimes.

Prenant pour base le point M_0, relatif au fonctionnement à vide, qui est facile à fixer sur OA (fig. 1), nous remarquerons que le point M cherché, peut être défini par les deux coordonnées angulaires γ et γ' ou, ce qui revient au même, puisque

$$\operatorname{tg} \gamma' = \frac{y}{x} = K\mu'$$

et que

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{y - y_0}{x - x_0} = K\mu$$

par les deux perméabilités fictives μ et μ' qui lui correspondent. Or, ces deux derniers éléments sont déjà liés entre eux par une loi que fixe précisément la forme de la caractéristique magnétique ;

Quant à la seconde relation nécessaire entre ces quantités, on l'obtiendra dans chaque cas en exprimant la loi qui existe entre le courant de la dynamo et les ampère-tours résultants.

La première relation est déjà déterminée dès que le circuit magnétique se trouve constitué ; la seconde doit naturellement dépendre des enroulements inducteurs placés sur les électros, c'est-à-dire du type de la machine.

Il convient donc d'examiner séparément, au moins dès le début, le cas de la dynamo compound à « longue dérivation » et celui de la dynamo compound à « courte dérivation ».

Le fonctionnement de la dynamo shunt résultera évidemment de cette étude comme simple cas particulier.

1° *Dynamo compound à longue dérivation.* — Soient :

y_1, la différence de potentiel aux bornes du fil fin à vide ;

n_0, le nombre de spires antagonistes de l'induit à vide (en considération du cas où le calage des balais serait variable avec la charge).

Posant :

$$\left.\begin{aligned} b &= 1 - \frac{n_0 - n'}{N} \\ \frac{1}{a} &= 1 - \frac{ri_0}{y_0} \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

nous écrirons que les forces électromotrices engendrées à vitesse constante, sont entre elles comme les produits des ampère-tours par les perméabilités. Nous aurons ainsi :

$$\frac{y}{y_0} = \frac{\mu'\left[Ni_0\frac{y - rI}{y_1} - (n - n')I\right]}{\mu'_0\left[Ni_0 - (n_0 - n')i_0\right]} \qquad (6)$$

ou, après avoir effectué toutes les transformations et substitutions nécessaires :

$$\frac{y}{y_0} = \frac{\alpha + a\beta}{a - b\frac{\mu'_0}{\mu'}} = \frac{\mu'(\alpha + a\beta)}{a\mu' - b\mu'_0} \qquad (6')$$

On a, d'autre part, de toute évidence :

$$\frac{y}{y_0} = \frac{1 - \frac{\mu}{\mu'_0}}{1 - \frac{\mu}{\mu'}} = \frac{\mu'(\mu - \mu'_0)}{\mu'_0(\mu - \mu')} \qquad (7)$$

Eliminant $\frac{y}{y_0}$ entre (6′) et (7) nous obtenons pour la seconde relation cherchée, l'équation suivante :

$$\frac{\alpha + a\beta}{a\mu' - b\mu'_0} = \frac{\mu - \mu'_0}{\mu'_0(\mu - \mu')} \qquad (8)$$

qui caractérise le type de machine considéré.

Posons maintenant :

$$Q = \alpha + a\beta$$

et remplaçons, dans l'équation ci-dessus, les éléments μ, μ' et μ'_0 par les quantités $\frac{y - y_0}{x - x_0}$, $\frac{y}{x}$ et $\frac{y_0}{x_0}$ qui leur sont respectivement proportionnelles.

Il vient, toutes réductions faites :

$$by_0^2x^2 - (a + b)\,x_0 y_0\cdot xy + ax_0^2 y^2 + Qy_0^2x_0x - Qx_0^2y_0y = 0 \qquad (8')$$

équation du second degré en x et y de la forme

$$Ax^2 + Bxy + Cy^2 + Dx + Ey = 0$$

pour laquelle

$$B^2 - 4AC = x_0^2 y_0^2 (a - b)^2,$$

donc toujours > 0 tandis que son discriminant

$$\Delta = \Delta E^2 - BDE + CD^2$$

se réduit à zéro.

L'équation (8') représente donc deux droites concourantes.

On voit de suite que l'une de ces droites se confond avec le vecteur OM_0 correspondant à la marche à vide.

Divisant donc par $\left(y - \frac{y_0}{x_0} x\right)$ le premier membre de l'équation (8') préalablement ordonné par rapport aux puissances décroissantes de y, nous obtenons pour l'équation de la seconde droite :

$$y - \frac{y_0}{x_0} \frac{b}{a} x - y_0 \left(\frac{\alpha}{a} + \beta\right) = 0 \tag{9}$$

Ainsi, nous arrivons finalement à ce résultat que *pour déterminer sur la caractéristique magnétique OA (fig. 1) le point M (qui a pour coordonnées la force électromotrice engendrée et les ampère-tours résultants) correspondant à un régime I, il suffit de mener par un point P de l'axe des Y situé à une distance*

$$p = OP = y_0 I \left(\frac{\alpha'}{a} + \beta'\right) = I\,[(n - n')\,\mathrm{tg}\,\gamma'_0 + r] \tag{9}$$

de l'origine, une droite PM d'inclinaison égale à

$$\frac{b}{a}\,\mathrm{tg}\,\gamma'_0$$

II. *Dynamo compound à courte dérivation.* — Procédant comme précédemment, nous pouvons écrire dans ce cas

$$\frac{y}{y_0} = \frac{\mu'\left[N i_0 \frac{y - ri}{y_1} - (n - n')\,I - n'i\right]}{\mu'_0 (N i_0 - n_0 i_0)} \tag{10}$$

ou, en posant

$$b = 1 - \frac{n_0}{N} \tag{11}$$

(a conservant la signification déjà indiquée),

$$\frac{y}{y_0}\left(a - b\frac{\mu'_0}{\mu'}\right) = a\beta + \alpha + \theta\frac{i}{i_0} \tag{10'}$$

Mais,

$$\frac{i}{i_0} = \frac{y - rI}{y_0 - ri_0} = a\left(\frac{y}{y_0} - \beta\right) \tag{12}$$

Portant cette valeur dans l'équation précédente, nous obtenons :

$$\frac{y}{y_0} = -\frac{\alpha + a\beta(1 - \theta)}{\frac{b\mu'_0}{\mu'} - a(1 - \theta)} \tag{10''}$$

Et, en vertu de la relation (7) :

$$\frac{\alpha + a\beta\,(1-\theta)}{b\mu'_0 - a\mu'\,(1-\theta)} = \frac{\mu - \mu'_0}{\mu'_0(\mu' - \mu)} \tag{13}$$

Posant, pour simplifier :

$$Q = \alpha + a\beta\,(1-\theta)$$

et substituant dans (13) les quantités $\frac{y - y_0}{x - x_0}$, $\frac{y}{x}$ et $\frac{y_0}{x_0}$ aux coefficients de perméabilité μ, μ' et μ'_0, nous aurons finalement, toutes transformations et réductions opérées :

$$by^2_0x^2 - [a\,(1-\theta) + b]\,x_0y_0\,xy + a\,(1-\theta)\,x_0^2y^2 + Qy_0^2x_0x - Qx_0^2y_0y = 0 \tag{13'}$$

Cette relation ne diffère de celle que nous avons précédemment obtenue (8') que par le simple remplacement de a par $a\,(1-\theta)$

Nous pouvons donc écrire directement pour l'équation de la droite PM afférente au cas que nous envisageons [1] :

$$y - \frac{y_0}{x_0}\frac{b}{a\,(1-\theta)}\,x - y_0\left(\frac{\alpha}{a\,(1-\theta)} + \beta\right) = 0 \tag{14}$$

---

[1] La même méthode de calcul peut être employée pour exprimer en fonction de x, le taux de variation de la (*d.d.p*) aux bornes, avec le courant; l'expression de ce taux en fonction de y résultant directement, dans chaque cas, de sa propre définition :

(a) *Cas de la « courte dérivation »*.

1° Posons :

$$\left.\begin{aligned} K' &= \frac{V' - y_0}{I}\ ,\ \lambda' = \frac{K'I}{y_0} \\ \beta_1 &= \frac{r_1I}{y_0}\ ,\ \beta_2 = \frac{r_2I}{y_0} \\ \theta' &= \theta - \frac{r_2}{R + r_1} \end{aligned}\right\} \tag{XV}$$

Remplaçons, dans la relation (10)

$$(y - r_1I) \text{ par } y_0 + K'I - r_2\,(I - i),$$

en négligeant r_1i_0 vis-à-vis de y_0 et n_0i_0 vis-à-vis de Ni_0.

Il vient, toutes réductions faites

$$\frac{y}{y_0} = \frac{1 + \lambda' - \beta_2 - \alpha + \beta_1\theta'}{\frac{\mu'_0}{\mu'} + \theta'} \tag{XVI}$$

relation qui, jointe à la suivante :

$$\frac{y}{y_0} = \frac{1 - \frac{\mu}{\mu'_0}}{1 - \frac{\mu}{\mu'}}\ , \tag{7}$$

donne, en posant $S = \lambda' - \alpha - \beta_2 + \beta_1\theta'$:

$$\mu'_0\,(\mu' - \mu'_0) + S\mu'_0\,(\mu' - \mu) + \theta'\mu'\,(\mu - \mu'_0) = 0 \tag{XVII}$$

ou bien :

$$y_0^2x^2 - (1 - \theta')\,x_0y_0\,xy - \theta'x_0^2y^2 - (1 + S)\,x_0y_0^2x + (1 + S)\,y_0x_0^2\,y = 0$$

Le premier membre de cette équation divisé par $x_0^2\theta'\left(y - \frac{y_0}{x_0}\,x\right)$ se réduit à

$$y + \frac{y_0}{x_0}\frac{1}{\theta'}\,x - y_0\frac{1 + S}{\theta'} = 0 \tag{XVIII}$$

Conclusion. — Il résulte de ce qui précède que nous pouvons nous faire de toute dynamo auto-excitatrice à courant continu, la conception suivante :

Il existe pour définir le fonctionnement d'une telle machine :

1° Une *courbe* caractéristique figurant la loi de variation du flux ou de la force électromotrice, en fonction des ampère-tours résultants (loi qui, dans l'état actuel de nos connaissances, n'est pas susceptible d'expression algébrique) ; cette courbe est absolument indépendante de la nature des inducteurs disposés sur la machine et peut être pour cela justement dénommée *caractéristique fondamentale.*

2° Une *équation caractéristique* du mode d'excitation de la dynamo, qui est linéaire et dont la relation (14) représente la forme la plus générale, (il suffit en effet de faire $\theta = 0$ dans le premier membre de cette égalité pour retrouver l'équation (9) qui se rapporte au cas de la « longue dérivation » [1].

Pour une valeur donnée du courant de la machine, la droite représentée par la susdite équation a une position bien fixée et son intersection avec la caractéristique fondamentale détermine entièrement le fonctionnement de la machine pour le régime considéré.

Remarque. — Les coefficients a et b que nous avons conservés jusqu'à présent pour laisser au calcul toute la rigueur de la méthode employée, se trouvent être, dans la pratique, extrêmement voisins de l'unité.

Pour les dynamos courantes de stations centrales, légèrement hypercompound et actionnées par des machines à vapeur à faibles chutes de vitesse (3 à 4 p. 100) on trouve, en effet,

---

Si l'on néglige ir_2, θ' devient àgal à θ et l'on obtient :

$$\lambda' = \frac{\theta + \frac{x - x_0}{x_0} + \alpha + \beta_2 (1 + \theta)}{1 - \theta} \qquad \text{(XIX)}$$

2° Considérons maintenant, au lieu de V', la $(d.d.p)$ V aux bornes du fil fin ; posons : $K = \frac{V - y_0}{I}$ et $\lambda = \frac{KI}{y_0}$ nous constatons que le terme $r_2 (I - i)$ disparaît de la relation (10) exprimée au moyen de ces nouveaux coefficients ; toutes les relations précédentes (XV à XIX) restent donc applicables quand on y remplace K' et λ' par K et λ, à la condition d'y faire $\theta' = \theta$ et d'y annuler les termes en β_2.

On a directement de la sorte :

$$\left.\begin{aligned} \lambda &= \frac{\theta + \frac{x - x_0}{x_0} + \alpha}{1 - \theta} \\ \lambda &= \frac{y - y_0}{y^0} - \beta \end{aligned}\right\} \qquad \text{(XX)}$$

(b) *Cas de la « longue dérivation ».*

On voit de façon identique que les mêmes relations peuvent être utilisées dans ce cas en y faisant $\theta' = 0$ et $\beta_2 = 0$.

On obtient ainsi :

$$\left.\begin{aligned} \lambda &= \frac{x - x_0}{x_0} + \alpha \\ \lambda &= \frac{y - y_0}{y_0} - \beta \end{aligned}\right\} \qquad \text{(XXI)}$$

Nous remarquerons, à titre de vérification, qu'en éliminant λ entre les deux expressions de chacun des deux groupes précédents, nous retrouvons les équations (9') et (14') déjà obtenues.

[1] Ce résultat pouvait être aisément prévu à priori ; car $\theta = 0$, cela voudrait dire en effet que la machine comporterait un nombre infiniment grand de spires inductrices à fil fin ; c'est-à-dire que l'on aurait : $i = 0$; dans ce cas limite, l'inducteur série se trouvant parcouru par le courant total, le fonctionnement de la dynamo compound à courte dérivation deviendrait évidemment identique à celui de la dynamo compound à longue dérivation.

que le courant d'excitation représente seulement 0,01 à 0,02 du courant normal ; la chute ohmique dans l'induit, à plein régime, est d'environ 0,02 de la tension totale ; quant au rapport $\theta = \frac{n'}{N}$ il est à peu près compris entre 0,0035 et 0,008.

De sorte que l'on a pratiquement :

$$1 < \left(a = \frac{y_0}{y_0 - ri_0} = \frac{R + r}{r} \right) < 1,0004$$

$$1 < \left(b = 1 - \frac{n_0 - n'}{N} \right) < 1,008$$

d'où

$$1 < \frac{b}{a} < 1,008$$

On peut donc, sans erreur sensible, substituer l'unité aux valeurs a et b dans les équations (9) et (14) qui deviennent ainsi :

$$y - \frac{y_0}{x_0} x - y_0 (\alpha + \beta) = 0 \qquad (9')$$

$$y - \frac{y_0}{x_0} \frac{1}{1 - \theta} x - y_0 \left(\frac{\alpha}{1 - \theta} + \beta \right) = 0 ; \qquad (14')$$

ces dernières équations sont celles que nous eussions directement obtenues en substituant à la caractéristique magnétique absolue que nous avons considérée, la caractéristique à circuit ouvert (différence de potentiel aux bornes en fonction des ampère-tours du fil fin) de la même machine ; ceci fixe la nature physique de l'approximation sus-indiquée.

III. *Applications.* — *a.* Expression de la différence de potentiel disponible. — Lorsque la caractéristique à circuit ouvert peut être représentée *algébriquement*, il est aisé d'exprimer, au moyen des relations précédentes, les valeurs de y, x, V et V′ en fonction du courant I.

Considérons, par exemple, le cas où cette courbe peut être assimilée à une ligne droite

$$\frac{y - y_0}{x - x_0} = \operatorname{tg} \gamma \qquad (15)$$

dans l'étendue de son champ d'utilisation.

1° *Dynamo à longue dérivation.* — L'élimination de x entre (9′) et (15) donne immédiatement :

$$y = y_0 + I \frac{r \cot \gamma'_0 + n - n'}{\cot \gamma'_0 - \cot \gamma} \qquad (16)$$

et, par suite,

$$V = y_0 + I \frac{r \cot \gamma + n - n'}{\cot \gamma'_0 - \cot \gamma} \qquad (17)$$

Cette dernière expression indique la valeur qu'il conviendrait de donner à n' pour obtenir un taux de variation déterminé de la différence de potentiel V avec la charge.

Pour $\frac{\Delta V}{\Delta I} = K$ on devrait avoir :

$$n' - n = K (\cot \gamma - \cot \gamma'_0) + (r_1 + r_2) \cot \gamma \qquad (18)$$

et pour V = constante

$$n' - n = (r_1 + r_2) \cot \gamma \qquad (19)$$

2° *Dynamo à courte dérivation.* — On obtient de même dans ce cas, en éliminant x entre (14') et (15) :

$$y = \frac{y_0 \left(\frac{1}{1-\theta} - \frac{\operatorname{tg} \gamma'_0}{(1-\theta) \operatorname{tg} \gamma} + \frac{\alpha}{1-\theta} + \beta \right)}{1 - \frac{\operatorname{tg} \gamma'_0}{(1-\theta) \operatorname{tg} \gamma}}$$

ou, en négligeant θ vis-à-vis de l'unité pour le premier terme en numérateur,

$$y = y_0 + \mathrm{I} \frac{n - n' + r_1 (1-\theta) \cot \gamma'_0}{(1-\theta) \cot \gamma'_0 - \cot \gamma} \tag{20}$$

d'où l'on tire :

$$\mathrm{V} = y_0 + \mathrm{I} \frac{n - n' + r_1 \cot \gamma}{(1-\theta) \cot \gamma'_0 - \cot \gamma} \tag{21}$$

et par suite, en négligeant ir_2 :

$$\mathrm{V}' = y_0 + \mathrm{I} \left(\frac{n - n' + r_1 \cot \gamma}{(1-\theta) \cot \gamma'_0 - \cot \gamma} - r_2 \right) \tag{22}$$

Pour $\frac{\Delta \mathrm{V}}{\Delta \mathrm{I}} = \mathrm{K}$, il faudrait donc réaliser :

$$n' - n = (r_1 + \mathrm{K}) \cot \gamma - \mathrm{K} (1-\theta) \cot \gamma'_0 \tag{23}$$

et pour $\mathrm{V} =$ constante

$$n' - n = r_1 \cot \gamma \tag{24}$$

Les relations correspondantes pour $\frac{\Delta \mathrm{V}'}{\Delta \mathrm{I}} = \mathrm{K}'$ et pour $\mathrm{V}' =$ constante seraient respectivement :

$$n' - n = (\mathrm{K}' + r_1 + r_2) \cot \gamma - (\mathrm{K}' + r_2) (1-\theta) \cot \gamma'_0 \tag{25}$$

et

$$n' - n = (\mathrm{K}' + r_2) \cot \gamma - r_2 (1-\theta) \cot \gamma'_0 \tag{26}$$

b. Fonctionnement à force électromotrice constante. — Pour une dynamo sans dispersion et à faible saturation, la condition de fonctionnement à force électromotrice constante résulte directement de l'équation (14).

Il est clair, en effet, qu'une telle machine travaillera constamment sans changement d'état magnétique si la droite représentée par l'*équation caractéristique* est invariable de position quel que soit le régime, c'est-à-dire si l'on a :

$$p = y_0 \left(\frac{\alpha}{a(1-\theta)} + \beta \right) = \mathrm{I} \left(\frac{y_0}{x_0} \frac{n - n'}{a(1-\theta)} + r \right) = 0 \tag{27}$$

ou

$$\operatorname{tg} \gamma'_0 = \frac{ar(1-\theta)}{n' - n} \tag{27'}$$

soit, comme a est pratiquement égal à l'unité,

$$\operatorname{tg} \gamma'_0 = \frac{r_1 + r_2}{n' - n}$$

(pour la longue dérivation)
et

$$\operatorname{tg} \gamma'_0 = \frac{r_1(1-\theta)}{n' - n}$$

(pour la courte dérivation).

Ce cas particulier se prête à une représentation graphique très simple.

Si, en effet, l'on porte en ordonnées la différence de potentiel disponible et en abscisses la résistance extérieure, on obtient sensiblement une *hyperbole équilatère* ayant pour asymptotes les lignes CO et CR (fig. 4) menées, l'une perpendiculairement à l'axe des x, à une distance $(-r)$ de l'origine et l'autre parallèlement à ce même axe à une hauteur égale à la valeur constante de la force électromotrice.

Cette propriété, signalée pour la première fois par M. Ernst Richter, résulte du diagramme ci-dessous, de façon évidente.

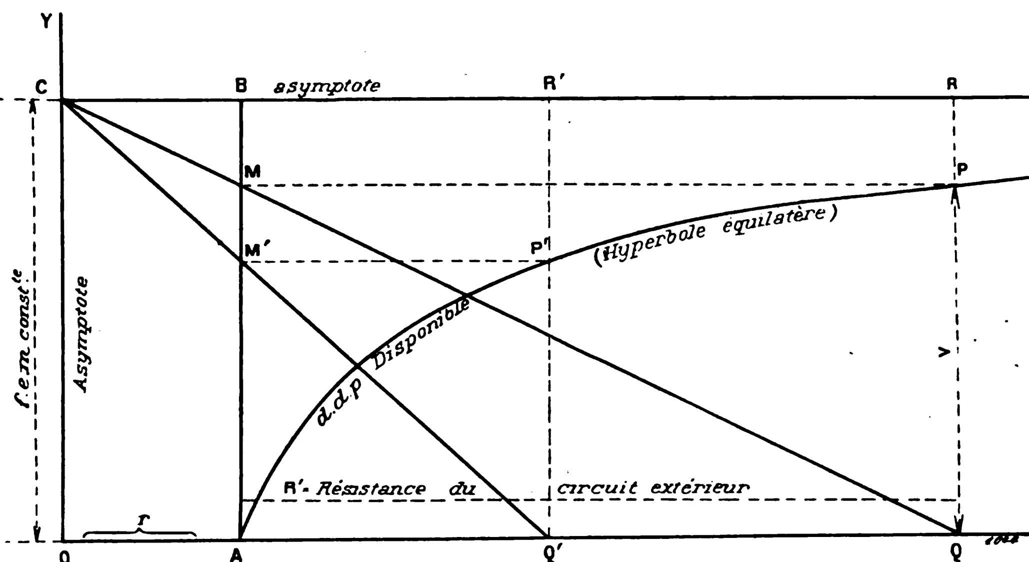


Fig. 4.

c. Prédétermination des caractéristiques. — L'équation caractéristique (14) jointe aux relations (4) permet de déduire pour toutes les dynamos auto-excitatrices sans distinction, une méthode générale de prédétermination des caractéristiques tout à fait indépendante de la forme de la courbe magnétique.

Effectivement, supposons tracée en OA (fig. 5) la caractéristique fondamentale d'une machine (force électromotrice en fonction des ampère-tours résultants) ou ce qui revient au même, pratiquement, sa caractéristique à vide. Construisons les courbes OB et OC, obtenues en modifiant dans les rapports ρ et $\frac{1}{R}$ les ordonnées de la caractéristique OA.

Portons à gauche de l'origine les valeurs du courant total de la machine et traçons les lignes OD, OE et OF ayant respectivement pour ordonnées les valeurs [1]

$$(aI) \ , \ I(r_2 + r_1\rho) \text{ et } (-Ir)$$

Figurons de même en OJ la ligne représentant la valeur du terme $I(n - n') \operatorname{tg} \gamma'_0$ en fonction du courant ; ce sera une ligne droite si la dynamo travaille à calage fixe, indépendant de la charge, et une courbe parabolique tournant sa concavité vers les Y négatifs dans le cas inverse.

[1] D'après ce que nous avons vu, on peut faire a et ρ égaux à l'unité dans ces constructions ; on peut également, en ce qui concerne la machine compound à courte dérivation, négliger, sans erreur bien sensible, la valeur du coefficient θ vis-à-vis de l'unité.

Pour fixer tous les éléments du fonctionnement de la machine correspondant à un régime quelconque OR = I il suffira de mener par le point J′ une parallèle J′P à OF et, par le point d'intersection P de cette ligne avec l'axe des Y, une droite PM de direction parallèle à celle du vecteur OM_0 correspondant à la marche à vide. Portant, en effet, à partir de B une longueur B′Q = RE, on obtiendra en QH la différence de potentiel disponible aux bornes

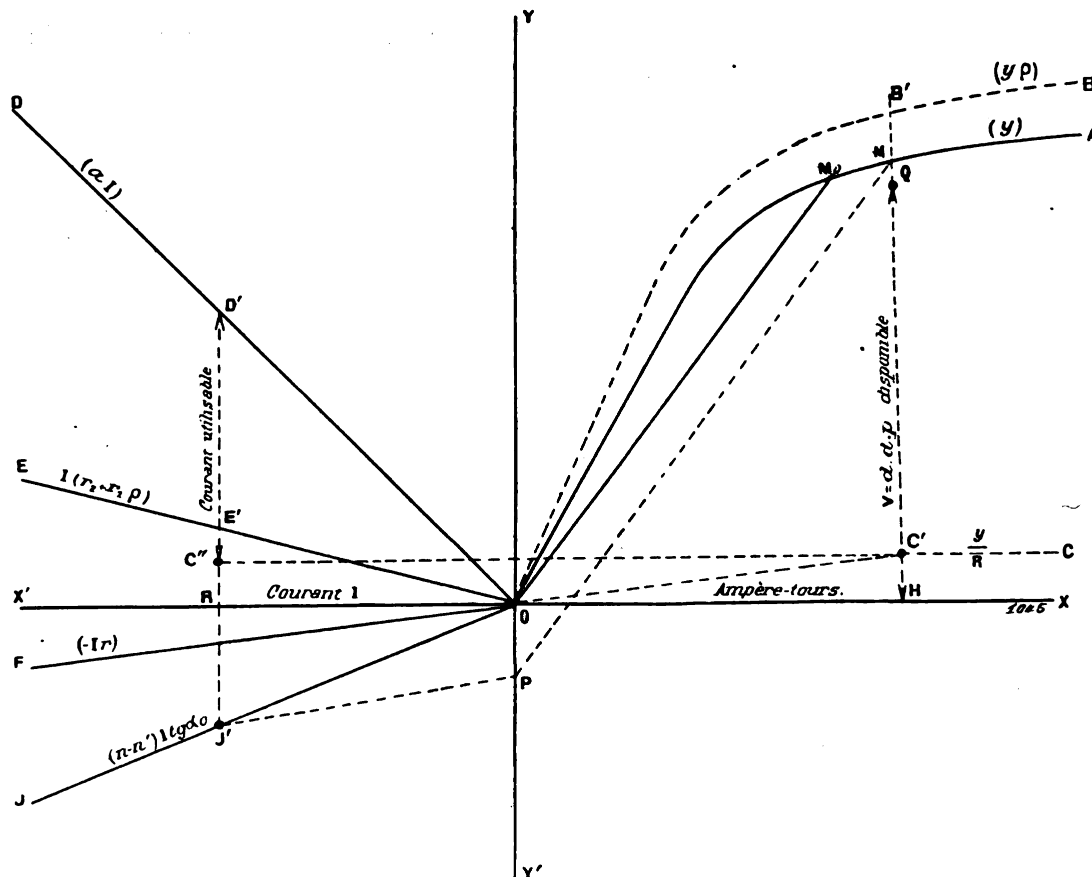


Fig. 5.

de la machine, tandis que D′C″ représentera la valeur du courant utilisable dans le circuit extérieur [1].

d. Etude particulière de la dynamo shunt. — 1° *Courant maximum susceptible d'être produit.* — Dans le cas de la dynamo shunt, la détermination sur la caractéristique fonda-

---

(1) Cette construction est, comme nous l'avons dit, d'une généralité absolue.

Toutefois, dans le cas particulier des dynamos compound à longue dérivation (lequel comprend évidemment dans son extension celui des simples dynamos shunt) il est possible, *quand les balais sont maintenus à un calage fixe*, de résoudre plus simplement le problème inverse qui consiste à trouver la valeur du courant qui correspond à une force électro-motrice donnée.

Le diagramme ci-contre (fig. 7) nous montre en effet, qu'il suffit de mener par la projection N′ du point M′ sur l'axe des y, une droite parallèle à N_0H_0 (dont l'inclinaison est égale à $-\gamma'_0$) et, par la projection H de ce même point sur l'axe x, une parallèle à la direction définie par l'inclinaison $\text{tg}\,(2\pi - \psi) = \frac{r}{n - n'}$ pour obtenir, à l'intersection de ces deux lignes, un point N′ dont l'ordonnée représente précisément la chute ohmique déterminée dans la machine par le courant cherché.

mentale, du point M correspondant à l'état d'équilibre qui s'établit pour un régime I, consistera, d'après ce que nous avons vu, à mener par le point P de l'axe des Y tel que

$$p = OP = y_0 (\alpha + \beta)$$

une droite d'inclinaison $\operatorname{tg} \gamma'_0$.

Mais, $p = I\,(n \operatorname{tg} \gamma'_0 + r)$ est ici toujours positif, c'est-à-dire que le point P tombe constamment au-dessus de l'origine ; le point M de la caractéristique OA se rapproche donc du coude au fur et à mesure que la charge augmente. Il s'en suit qu'à chaque valeur de la

Fig. 6.

résistance intercalée dans le circuit des inducteurs correspond pour le courant susceptible d'être produit par la machine, une valeur *maxima* qui est précisément atteinte lorsque la droite PM devient tangente à la caractéristique OA, c'est-à-dire quand on a :

$$OP = I\,(n \operatorname{tg} \gamma'_0 + r) = \frac{f}{\cos \gamma'_0} \qquad (28)$$

(f désignant la flèche du segment de courbe OTM_0) ; on déduit de cette égalité :

$$I_{max} = \frac{f}{n \sin \gamma'_0 + r \cos \gamma'_0}$$

ou bien, en posant $\operatorname{tg} \varphi = \frac{r}{n}$,

$$I_{max} = \frac{f}{n} \, \frac{\cos \varphi}{\sin (\gamma'_0 + \varphi)}$$

Ces relations indiquent de façon expressive la nature des éléments qui influent sur la valeur du débit maximum réalisable.

....

En particulier, il est assez intéressant de constater *que la forme de la caractéristique magnétique et le nombre des ampère-tours à vide interviennent seulement par la valeur de la projection sur l'axe des y effectuée parallèlement au vecteur OM_0 correspondant à la marche à vide, de la portion de courbe OTM_0 limitée par ce dernier vecteur;* le courant maximum est proportionnel à la valeur de cette projection pour les machines à calage invariable.

2° *Stabilité de fonctionnement.* — Le sommet T de la caractéristique OTM_0 limite donc la partie M_0T de cette courbe qui correspond au fonctionnement stable de la dynamo.

Fig. 7.

Si nous appelons d'ailleurs (fig. 6) tg δ et tg δ_1 les coefficients angulaires respectifs des deux tangentes aux points d'intersection M et M_1 de la précédente courbe avec la droite PM correspondant au régime I, nous avons, ainsi qu'il est facile de s'en assurer, pour le point M :

$$\frac{dy}{dp} = \frac{\text{tg}\,\delta}{\text{tg}\,\delta - \text{tg}\,\gamma'_0}$$

ou, en posant $c = r + n \,\text{tg}\,\gamma'_0$

$$\frac{dy}{dI} = \frac{c}{1 - \frac{\text{tg}\,\gamma'_0}{\text{tg}\,\delta}} \qquad (29)$$

Quand le point M vient à se confondre avec le point T [1], $\frac{dy}{dI}$ change de signe et devient

[1] Nous savons que les conditions de reproduction du débit maximum ne sont pas celles qui correspondent au désamorcement de la machine. Ce dernier ne se produit, en effet qu'au delà du coude, quand le point M vient à se confondre avec le point de séparation de la partie courbe de la caractéristique et de la partie droite.

Les deux constructions que nous avons indiquées donnent un moyen facile de trouver les valeurs critiques de la résistance extérieure et du courant qui correspondent au désamorcement.

positif en passant par l'infini ce qui caractérise une *instabilité* complète du régime, pour cet endroit de la courbe.

Le rapport des variations de force électromotrice Δy et Δy_1 provoquées aux deux points M et M_1 par une très petite variation ΔI du courant résulte de la proportion :

$$\frac{\Delta y}{\Delta y_1} = \frac{\operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} \delta_1} \cdot \frac{\operatorname{tg} \delta_1 - \operatorname{tg} \gamma'_0}{\operatorname{tg} \delta - \operatorname{tg} \gamma'_0} \quad (30)$$

Dans le cas particulier de la règle de M. Arnoux qui suppose l'excitation à vide réglée de telle sorte que l'on ait (fig. 6) :

$$\operatorname{tg} \delta_0 = 3 \operatorname{tg} \gamma_0,$$

l'expression ci-dessus rapportée aux deux branches de caractéristique séparées par le sommet T deviendrait grossièrement en posant $\frac{\operatorname{tg} \gamma'_0}{\operatorname{tg} \delta_0} = \tau$

$$\frac{\Delta y}{\Delta y_1} = \frac{1 - \tau}{1 - 3\tau}$$

F. Sarrat,
Ingénieur I. D. N et A. I. M
attaché à la Compagnie Russe-Française de chemins de fer et tramways.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

GÉNÉRATION ET TRANSFORMATION

Prédétermination de la chute de tension dans les transformateurs. *Electrical World and Engineer*, t. XLIII, p. 515 et suivantes.

La chute de tension, avec une charge induc-

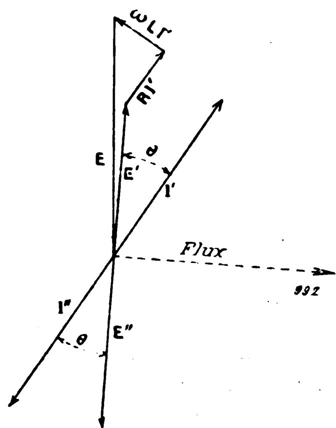


Fig. 1.

tive, est difficile à déterminer par suite de la dispersion magnétique qui dépend de la construction des transformateurs, entre autres de la forme des noyaux, de la disposition relative des enroulements, des ampères-tours primaires et du courant.

On démontre aisément que l'effet de la disper-

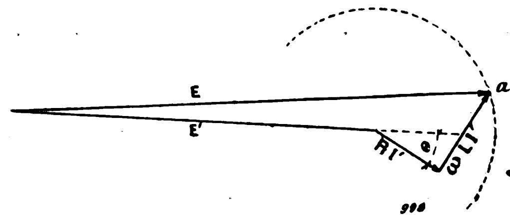


Fig. 2.

sion est équivalent à l'introduction d'une self-induction L dans le circuit primaire. Soit E'', I'' la force électromotrice et le courant secondaire (fig. 1), θ l'angle de décalage dû à la charge inductive ; E', I', les mêmes grandeurs supposées en opposition dans le primaire. La force électromotrice primaire E est formée de trois composantes, E', RI' et LωI, où R et L peuvent être appelées la résistance et la self-induction équivalentes du primaire.

La figure 2 reproduit le diagramme de la figure 1 à une plus grande échelle ; le lieu du point a est un cercle dont le diamètre dépend de θ. En désignant par n le nombre de spires primaires, par X l'épaisseur de l'enroulement primaire, Y celle du secondaire, λ le périmètre de la section médiane entre les deux enroulements, l la hauteur des enroulements, la self-induction L est donnée par

$$L = 4\pi n^2 \frac{\lambda}{l}\left(\frac{X+Y}{3}+g\right)$$

g étant la distance entre les deux enroulements.

Quand L est connu, il est aisé de déduire E et de là la chute de tension. Il est plus exact de déterminer analytiquement la valeur de E, car les quantités EI′ et LωI′ sont petites par rapport à E′.

Pour vérifier les valeurs calculées sur le transformateur achevé, le secondaire est mis en court-circuit, et le primaire excité jusqu'à production du courant normal dans le secondaire. La tension primaire appliquée est alors la somme géométrique de RI et LωI′. L'auteur confirme ces observations par des tables calculées pour des types courants de transformateurs.

P.-L. C.

Eléments primaires et accumulateurs. *Centralblatt für Accumulatoren*, 1er et 15 mai.

Résultats d'essais d'un nouvel élément primaire. **Bonsfield.**

L'élément consiste en un vase poreux intérieur contenant de l'acide nitrique avec une électrode en charbon et un récipient extérieur contenant une lessive de soude avec une électrode métallique, zinc de préférence. Si l'on emploie des solutions ayant le maximum de conductibilité (par exemple 12 à 15 p. 100 de lessive de soude), on obtient à circuit ouvert une force électromotrice de 2,6 volts. En plus de cette force électromotrice relativement élevée, l'élément offre l'avantage de pouvoir rester en court-circuit beaucoup plus longtemps que la plupart des autres avant d'être épuisé. Un élément fermé sur une résistance de 0,61 ohm a produit un courant d'une intensité de 4,18 ampères qui s'est réduite à 2,61 ampères au bout d'une heure, à 2,38 ampères au bout de deux heures un quart et à 1,75 au bout de six heures. Un petit élément a fourni un courant très constant de 0,8 ampère pendant vingt à vingt-cinq heures.

D'autres acides que l'acide nitrique ont été essayés. Quelques-uns d'entre eux ont donné lieu à des forces électromotrices plus élevées que l'acide nitrique, mais aucun autre n'a assuré la même *vitalité* à l'élément. On a essayé aussi l'influence de divers métaux : quelques-uns ont donné lieu à des forces électromotrices plus élevées, mais ces forces électromotrices étaient fugaces. Avec deux électrodes en charbon, la force électromotrice était de 1,35 volt. L'élément est analogue à l'élément au platine de Becquerel dans lequel les plaques trempent dans l'acide et dans une lessive de potasse.

L'emploi d'acide nitrique et de lessive de soude comme électrolyte présente des inconvénients. La force électromotrice élevée de l'élément n'est qu'apparente et tombe rapidement comme valeur de travail, à 1,8 ou 1,9 volt. Il serait bon de faire des essais comparatifs avec d'autres piles, par exemple avec un élément au bichromate.

D'après le Dr Swans on pourrait améliorer cet élément en le transformant en pile à 3 liquides : on introduirait pour cela dans le récipient intermédiaire un électrolyte neutre, par exemple du nitrate de soude.

Elément charbon zinc hermétiquement clos. **Philippe Delafon.** Patente allemande 149729, mars 1902.

L'électrode de zinc qui entoure les deux parties de l'électrode en charbon consiste en 3 plaques en contact par leurs bords et pressées l'une contre l'autre par une paroi amovible du récipient. L'une d'elles est placée entre les deux parties de l'électrode de charbon ; la seconde est pliée en u autour de cette dernière et l'enveloppe sur 3 faces; la dernière ferme le quatrième côté restant libre (fig. 1, 2 et 3).

Dans les éléments de ce genre construits jusqu'à présent, l'électrode de zinc est en une seule pièce et a la forme d'un cylindre. Or le zinc ne peut pas être plié facilement, même quand il a une faible épaisseur; de plus, comme on le sait, il est nécessaire au point de vue de la production de courant et de la consommation de zinc que ce dernier soit amalgamé. Si l'on essaie d'amalgamer le zinc avant de le ployer, on ne peut plus lui donner la forme que l'on veut, car il devient cassant. Si on amalgame au contraire

après avoir donné la forme nécessaire, il est extrêmement difficile d'obtenir de bons résultats sur toutes les parties de la plaque, particulièrement les parties intérieures, à cause des difficultés que l'on éprouve à bien essuyer l'excédent de mercure qui peut occasionner des courts-circuits dans l'élément.

Le contact entre les différentes feuilles de zinc

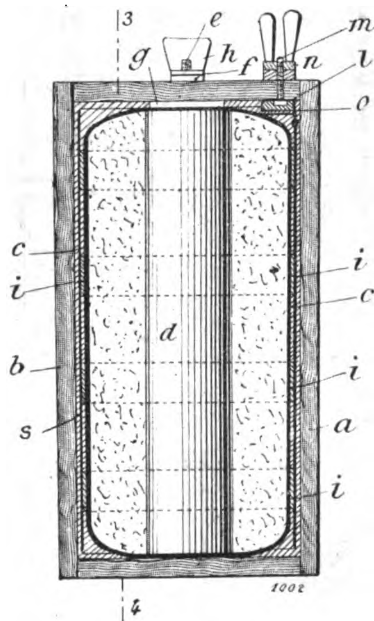


Fig. 1.

du nouvel élément est amplement suffisant. Le mode de construction est représenté par les figures 1, 2 et 3. La figure 1 représente une coupe verticale, la figure 2 une coupe verticale d'après la ligne 3-4 de la figure 1, la figure 3 une coupe horizontale d'après la ligne 5-6 de la figure 2. La caisse en bois *a* revêtue à l'intérieur d'une matière isolante, porte un solide couvercle auquel sont suspendues et assujetties les électrodes : l'un des côtés de la caisse est mobile et forme le véritable couvercle de fermeture *b*. L'électrode positive consiste en un charbon cylindrique *d* et une certaine quantité de dépolarisant enfermé dans un sac en toile *c*. Chaque charbon est fixé au couvercle par un boulon *e* et un écrou *f* : les joints sont rendus imperméables au moyen de disques de caoutchouc *g*. Les deux boulons *e* sont reliés par une tôle conductrice *h* qui peut servir de poignée pour porter l'élément. L'électrode négative consiste en une feuille de zinc *k* pliée en forme de U et perforée, sur laquelle est rivée l'équerre métallique *l*. La plaque *k* est fixée au couvercle par le boulon *m* et l'écrou *n*. Outre la plaque de zinc *k*, on a prévu une seconde plaque *p* également

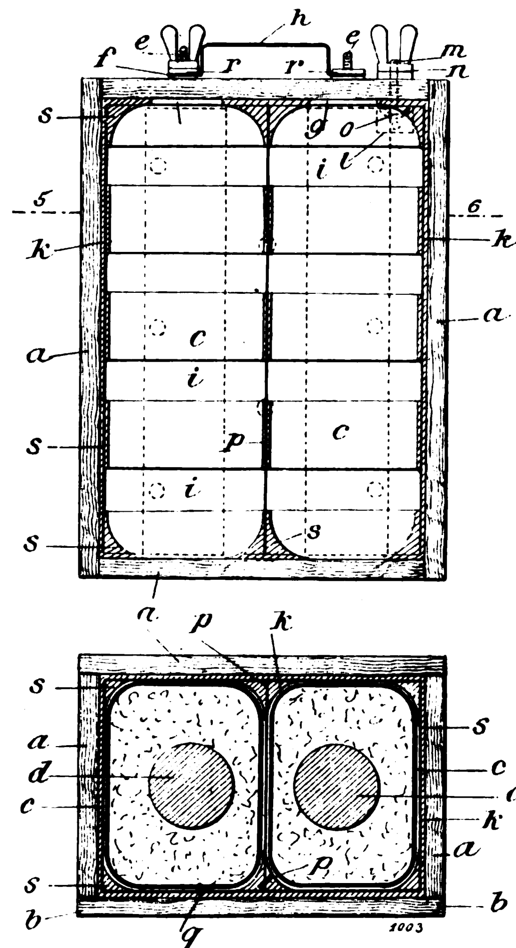


Fig. 2 et 3.

perforée, dont les bords sont en contact d'une part avec le zinc *k* et d'autre part avec une troisième plaque de zinc *q*. Pour fabriquer l'élément, on introduit d'abord dans la caisse de bois le zinc *k* correspondant que l'on maintient par de petites baguettes de bois à une distance de 3 ou 4 mm des parois, puis on l'assujettit dans le couvercle par le boulon *m* et l'écrou *n*. On place ensuite l'électrode en charbon que l'on fixe dans le couvercle par les boulons *e* et les écrous *f*, puis on introduit une substance gélatineuse un peu liquide lorsqu'elle est chaude et ferme à la température ordinaire.

On met alors les plaques de zinc *p* et *q* et on ferme la caisse en clouant la paroi mobile. Enfin on enveloppe le tout d'une étoffe que l'on imprègne de matière isolante. Le serrage de la paroi *b* assure un bon contact entre les plaques de zinc et une bonne section de passage du courant.

Dispositif de prise de courant à mercure pour éléments galvaniques à électrodes tournantes. **E. Suse.** Patente allemande 149817. décembre 1902.

Pour recueillir le courant des éléments à électrodes tournantes fixées sur un axe horizontal,

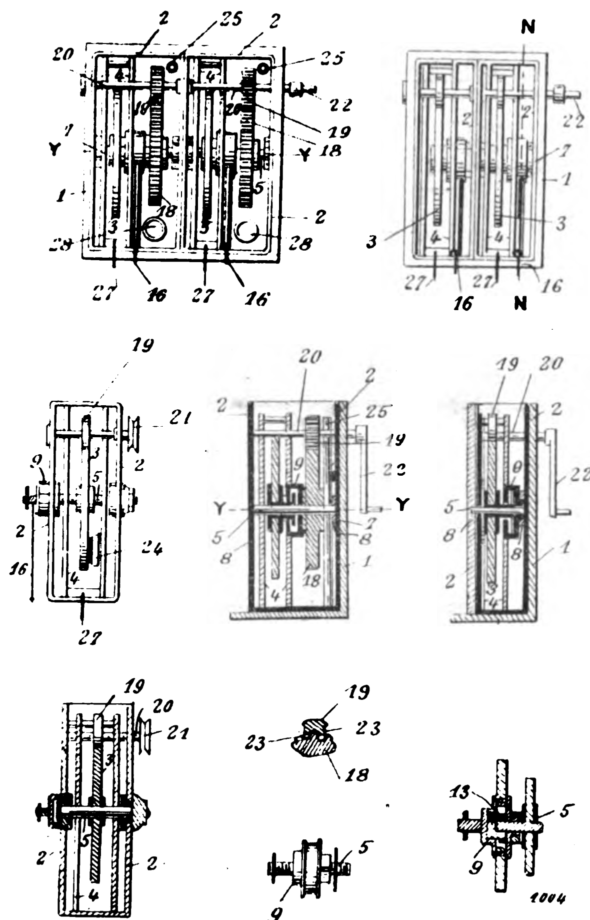


Fig. 4 à 12.

on peut se servir avec succès de contacts à mercure.

Le dispositif suivant réalise une construction particulière d'un tel contact qui, contrairement à ceux employés jusqu'à présent, permet à l'électrode tournante de tremper complètement dans l'électrolyte. Les dispositifs de contact avec mercure connus jusqu'à présent ne peuvent pas être employés dans de tels éléments car l'électrolyte

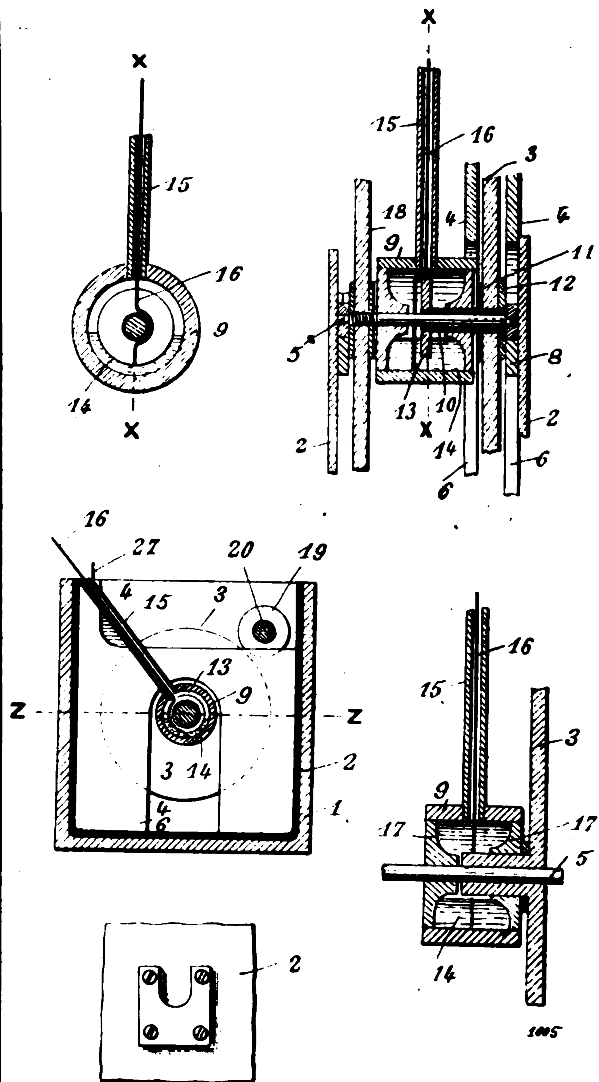


Fig. 13 à 17.

pénètre dans le dispositif et l'abîme. On était forcé d'employer des commutateurs avec balais glissants.

Les figures représentent l'élément construit de différentes façons : la figure 4 donne la vue en plan d'une batterie composée de deux éléments avec récipients à mercure placés à l'intérieur de l'élément, la figure 5 une vue en plan d'une disposition simplifiée de batterie, la figure 6 une vue en plan d'un élément unique avec récipient

à mercure placé sur le côté extérieur de la paroi. La figure 7 est une coupe verticale à travers un élément de la batterie de la figure 4 suivant la ligne YY : les figures 8 et 9 représentent des coupes analogues à travers un élément des figures 5 et 6, la figure 10 montre la denture d'une électrode de charbon de la figure 8, les figures 11 et 12 une des formes de construction du dispositif de prise de courant en élévation et coupe, le figure 13 une coupe à grande échelle de ce dispositif, la figure 14 une coupe suivant XX de la figure 13, la figure 15 une coupe verticale de l'élément suivant la ligne NN de la figure 5, la figure 16 la coupe d'une autre forme de construction du dispositif de prise de courant la figure 17 la vue d'un coussinet de l'axe de l'électrode. 1 représente un récipient approprié dans lequel sont placés les deux éléments 2. L'électrode tournante en charbon 3 a la forme d'un cylindre rond et est fixée sur un axe 5 ; le zinc 4 a la forme d'une plaque munie d'une échancrure 6 (fig. 5) dans laquelle passe l'arbre 5 lorsqu'on introduit le zinc par le haut de l'élément.

A la partie supérieure de l'électrode en zinc est fixé un fil de connexion 27. L'arbre 5 porte à ses extrémités des bagues de coussinet 7. Le contact électrique entre l'électrode tournante et la borne de connexion est assuré sans aucun frottement et sans attaque possible du liquide excitateur grâce à un récipient 9 inattaquable à l'acide contenant du mercure dans lequel plonge le fil aboutissant à la borne de connexion. Ce récipient à mercure 9 est placé ou bien sur l'axe 5 (fig. 13) ou bien sur la paroi du récipient 2 (fig. 9). L'axe 5 de l'électrode pénètre et tourne dans le récipient 9 (fig. 9). Dans la figure 13, l'électrode de charbon 3 n'est pas placée directement sur l'axe, mais est fixée sur une douille 10 assujettie sur lui : une bague 13 placée sur la douille et dont le bord inférieur trempe dans le mercure, assure le contact électrique.

Dans le dispositif représenté par la figure 9, une bague semblable est placée à l'extrémité de l'axe 5. Lorsque le récipient à mercure est placé dans l'intérieur de l'élément, il est nécessaire de protéger le fil 16 par un tube 15 (fig. 14, 15 et 16); si le récipient est placé à l'une des parois de l'élément, le fil 16 peut être supprimé à condition que la paroi du récipient à mercure soit conductrice.

L'entraînement de l'électrode positive peut être effectué directement par courroie, engrenages (fig. 4) ou disque de friction (fig. 6) appuyant directement sur le charbon. Les engrenages peuvent être en ébonite garni d'une feuille de plomb.

Elément galvanique. **H. Halsey.** Patente américaine 734 547.

Cet élément offre les avantages des éléments à électrodes mobiles, mais c'est l'électrolyte qui est mis en mouvement. Dans la figure 18, 1 représente une caisse à laquelle sont fixées les électrodes 10 et 11, 2 représente le couvercle. Un récipient 3 est fixé sur un axe vertical 4 reposant sur un coussinet au fond de la caisse. Un moteur met en mouvement l'axe 7 qui commande

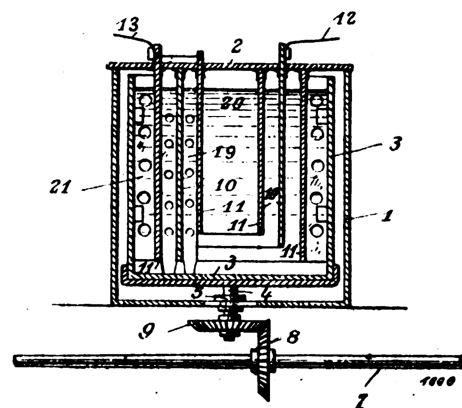


Fig. 18.

l'axe par les pignons 8 et 9; le récipient 3 tourne donc d'une façon continue et les balais 10 qu'il porte frottent sur les surfaces actives des électrodes en assurant une bonne circulation de l'électrolyte ; on évite ainsi toute polarisation. On peut même régler l'intensité du courant débité par l'élément en modifiant la vitesse de rotation du moteur.

Perfectionnements aux éléments galvaniques. **Portalier.** Patente anglaise 5 891, mars 1903.

L'électrode positive (fig. 20) consiste en charbon graphitique et possède, grâce à sa forme toute particulière, une surface active double de sa surface linéaire. On évite les inconvénients que présentent la plupart des électrodes par suite de l'existence de nombreux contacts en employant un dispositif de prise de courant D muni de contacts platinés inoxydables. La séparation et

le nettoyage des plaques est rendu très facile avec ce montage. L'électrode négative C consiste en une feuille de zinc amalgamé placée dans un récipient E (fig. 19) extrêmement poreux en porcelaine d'amiante. Cette matière ne présente qu'une résistance très faible, et l'on peut employer des parois assez épaisses sans accroître la résistance intérieure. Le liquide dépolarisant F est constitué par une solution de 2 kgr de bichromate d'ammoniaque dans deux litres d'acide sulfurique étendu et 1 litre d'acide chlorhydrique dans 10 litres d'eau. La présence d'acide chlorhydrique retarde la formation

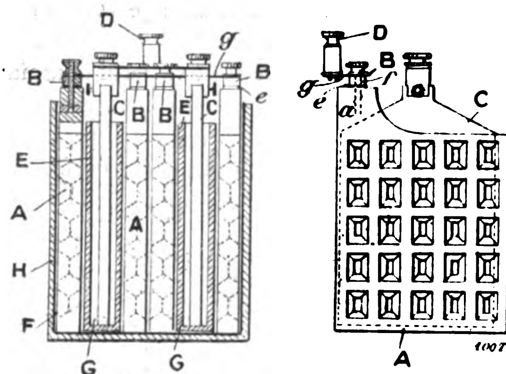


Fig. 19 et 20.

d'alun de chrome et diminue par suite la résistance intérieure. L'emploi de bichromate d'ammoniaque au lieu de bichromate de potasse ou de soude élève la capacité de l'élément d'environ 30 p. 100; de plus, les produits dus aux réactions secondaires qui se produisent n'ont pas une tendance aussi rapide à la cristallisation avec le bichromate d'ammoniaque qu'avec les autres bichromates. Le liquide excitateur *b* consiste en une solution de 1 litre d'acide sulfurique hydraté et 1/2 litre d'acide chlorhydrique hydraté dans 10 litres d'eau. Ici aussi la cristallisation est évitée autant que possible par suite de la présence de l'acide chlorhydrique, car les chlorates sont plus solubles que les sulfates. En fait, il est établi qu'un élément met deux fois plus de temps à se polariser lorsqu'on ajoute une certaine quantité d'acide chlorhydrique.

On obtient très économiquement avec un élément de ce genre une production de courant considérable qui n'avait pas encore été atteinte jusqu'à présent par des procédés analogues.

***Accumulateur*. G. Rurt.** Patente américaine 754 969, août 1903.

La figure 21 représente un élément sans son récipient extérieur, la figure 22 une plaque de l'élément. Les plaques sont constituées par un cadre E portant une série de barrettes *e* parallèles en forme de degrés et de barrettes *e'* per-

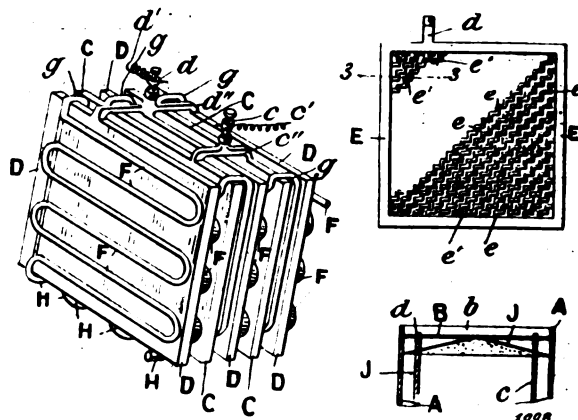


Fig. 21 à 23.

pendiculaires aux précédentes. Ce dispositif assure le maintien parfait de la matière active. F est un tube en matière isolante passant par une ouverture du récipient et serpentant entre les plaques. Dans ce tube, qui sert en même temps de séparateur pour maintenir les plaques à leur écartement, on envoie de l'air destiné à empêcher l'échauffement produit dans l'élément par suite de la résistance intérieure. L'extrémité inférieure de la dernière rangée de serpentins passe en H sous les plaques qui s'appuient sur elle. Cette partie du tube porte des petits trous par lesquels s'échappe l'air qui traverse ainsi l'électrolyte et achève de le refroidir. Un couvercle perforé en forme de toit J (fig. 23) est placé sous le couvercle ordinaire B et laisse échapper les gaz tout en retenant le liquide.

***Procédé de formation des électrodes positives Planté*, Léon Lejeune.** Patente allemande, 5 octobre 1902.

Les bacs de formation contiennent comme électrolyte de l'acide sulfurique à environ 3° B. (poids spécifique 1,0212) et l'on introduit peu à peu, pendant le passage du courant, de petites quantités d'un corps qui empêche la formation de peroxyde de plomb. Le corps que l'on ajoute ainsi doit, pour être d'un emploi pratique :

1° Etre soluble dans l'eau et n'être pas modifié par l'acide sulfurique ;

2° Réduire le peroxyde de plomb ;

3° Ne contenir aucune substance capable d'abréger la durée de la plaque ;

4° Ne provoquer aucun dégagement de gaz et n'être ni toxique ni dangereux pour les ouvriers qui le manipulent ;

5° Etre d'un prix peu élevé et d'un emploi courant et n'entraîner aucune complication dans l'établissement, la mise en place et la surveillance des bassines à former.

Parmi les corps remplissant ces diverses conditions, on trouve en premier lieu les carbures d'hydrogène. En particulier de bons résultats sont obtenus avec le glucose et l'acide oxalique : ce dernier a d'ailleurs été employé depuis déjà longtemps pour la formation des plaques d'accumulateurs. Mais, dans ce cas, ou bien il s'agissait d'électrodes empâtées, ou bien la totalité de l'acide oxalique était incorporée dès le début dans le liquide, ce qui ne permettait pas d'obtenir une modification suffisamment profonde de la surface de la plaque et donnait lieu facilement à des décompositions. Lorsque par exemple on a recours au glucose pour former les électrodes positives d'un élément d'une capacité de 360 ampères-heure, on peut employer 1,8 kgr de ce corps et opérer de la façon suivante. Aussitôt qu'une coloration rouge apparaît sur les plaques, on met dans le liquide 360 gr de glucose qui réduit le peroxyde de plomb en oxyde : la différence de potentiel aux bornes de l'élément tombe alors de 2,5 ou 2,6 volts à 2,2 volts. L'oxyde de plomb est perméable aux gaz auxquels l'électrolyse donne naissance, et ceux-ci peuvent agir sur la couche de plomb qui se trouve au-dessous. Lorsque tout le glucose introduit a été employé à la réduction du peroxyde de plomb, la différence de potentiel remonte et atteint à nouveau 2,5 à 2,6 volts et l'on aperçoit la formation d'une nouvelle couche de peroxyde de plomb. On introduit alors 360 gr de glucose et les phénomènes se reproduisent de la même manière.

Lorsque l'on a répété cinq fois cette opération qui dure 24 heures, le traitement est terminé : la plaque ainsi obtenue n'a plus besoin que d'une charge de 20 à 50 heures dans l'électrolyte habituel pour que l'oxyde de plomb soit transformé en peroxyde.

Si l'on introduit la quantité totale de corps réducteur non pas en petites quantités mais en une seule fois dès le début, il ne se produit pas du peroxyde de plomb, mais de l'oxyde simple, la porosité est beaucoup plus faible, et lors de la formation ultérieure on n'obtient qu'une couche mince de peroxyde. Lorsqu'on commence par tremper les plaques dans un bain d'acide nitrique avec un peu d'acide sulfurique, comme l'a recommandé Planté, on peut avec la méthode décrite former les plaques en 4 ou 5 jours exactement avec la même facilité et dans les mêmes conditions que pour les plaques empâtées.

Bouchon pour accumulateurs. **Müller.** Patente américaine 754 081, octobre 1903.

Ce bouchon (fig. 24 et 25), destiné spécialement aux éléments d'automobiles, porte une embouchure en forme d'entonnoir a^2 aboutissant à un tube vertical central a qui communique

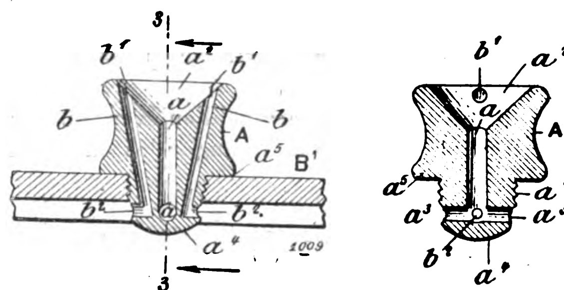


Fig. 24 et 25.

avec un tube horizontal a^3. bb designent des tubes partant de l'extrémité supérieure $b'b'$ du bouchon et aboutissant aux petits trous b^2b^2. Le bouchon est muni d'un pas de vis a' et d'un épaulement a^5 et est solidement vissé sur le récipient. Les gaz peuvent s'échapper par les tubes latéraux du bouchon, mais si du liquide est entraîné par eux, il retombe dans l'élément par le tube central a.

Mode de construction des accumulateurs. **Lake.** Patente américaine 755 142, décembre 1903.

L'élément consiste en un récipient 1 (fig. 26) où sont placées, le long des bords opposés, des baguettes 2 munies d'une rainure. Ces rainures servent à maintenir des supports de plaques 3 en verre sur lesquelles s'appuient les saillies 6 des plaques positives et négatives. En haut et au milieu de chaque plaque il y a une queue (7 pour les positives, 8 pour

les négatives) servant à la jonction des plaques de même polarité. Chacune de ces queues supporte la barette de connexion 11 et deux d'entre

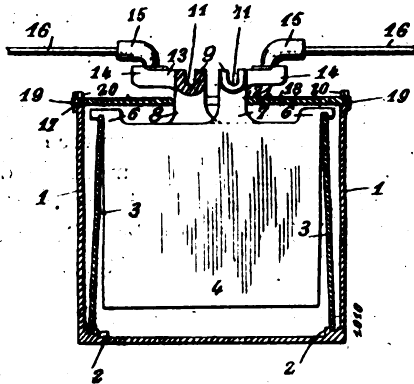


Fig. 26.

elles forment la prise de contact de l'élément. Ce dernier porte un couvercle 18 fixé aux côtés 17 du récipient par des baguettes 20 : une ouverture est ménagée pour le passage des queues 7 et 8.

Le dispositif décrit permet d'enlever ou de remettre une plaque sans déranger les autres et sans les dessouder.

Lampe électrique portative. **Hubbell.** Patente américaine 753 138, juillet 1903.

La figure 27 donne une coupe verticale de la lampe et la figure 28 une coupe horizontale suivant la ligne 33.

La lampe consiste en une caissette en mince tôle d'acier entourée de porcelaine. Sur un des côtés de la caissette sont fixés un réflecteur et une lampe. Les éléments sont contenus dans une enveloppe en cuivre ou en laiton qui peut être amalgamé et n'est pas attaqué par le liquide.

Un peu d'amalgame de zinc est placé au fond de chaque élément en contact avec l'enveloppe, Une tige de fer 11 traverse le fond de l'élément dont elle est isolée électriquement : elle est protégée par un tube de verre et porte à son extrémité supérieure un disque de fer auquel sont fixées un certain nombre de tiges de nickel entourées d'argent finement divisé contenu dans un sachet. Les éléments sont partiellement remplis de soude ou de potasse caustique. A la première charge, l'argent absorbe de l'oxygène et l'hydrogène se dégage. A la décharge, le zinc contenu dans l'amalgame placé au fond de l'élément se dissout et l'oxyde d'argent est réduit. A la charge suivante le zinc est précipité sur les parois en cuivre amalgamé et présente une grande surface active. Lorsqu'une partie de ce

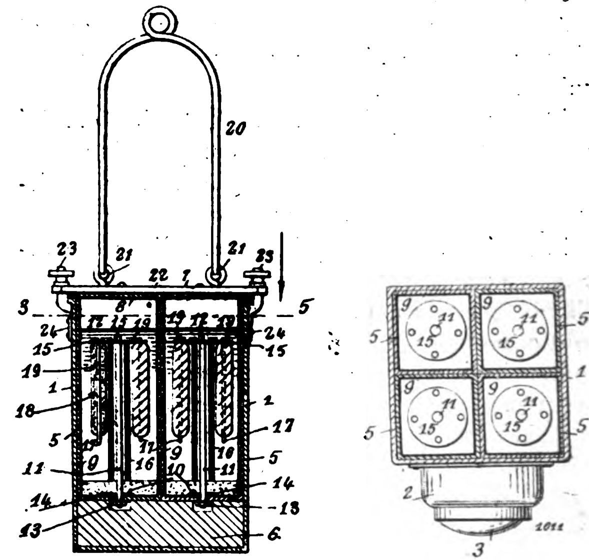


Fig. 27 et 28.

zinc déposé sur les parois tombe au fond du récipient, il reforme de l'amalgame et est à nouveau employé.

R. V.

TRANSMISSION ET DISTRIBUTION

La fabrication de câbles téléphoniques à isolement par l'air. **J. Schmidt.** *Zeitschrift für Electrotechnik*, 10 avril.

Dans un récent article (*L'Eclairage Electrique* n° 10, 5 mars 1904), plusieurs méthodes ont été indiquées pour la fabrication des câbles téléphoniques isolés à l'acier sec. Comme suite à cet article nous allons rappeler quelques autres procédés permettant d'abaisser autant que possible la capacité.

L'un des plus anciens, si ce n'est le plus ancien de ces procédés consiste à enfiler sur le conducteur des perles isolantes qui permettent la libre circulation de l'air ou d'un gaz autour des fils. Les figures 1 et 1*a* donnent les coupes longitudinales transversales de câbles construits de cette façon. Sur l'âme *a* à 7 brins sont placées des perles rondes *b* en bois, verre, porcelaine ou autres corps. Ces perles isolent les fils *a* de l'enveloppe protectrice *c* et les espaces libres

d et d_1 permettent la circulation de l'air. La forme des perles peut être cylindrique ou sphérique. Plusieurs fils sont placés côte à côte dans une enveloppe protectrice commune c sur

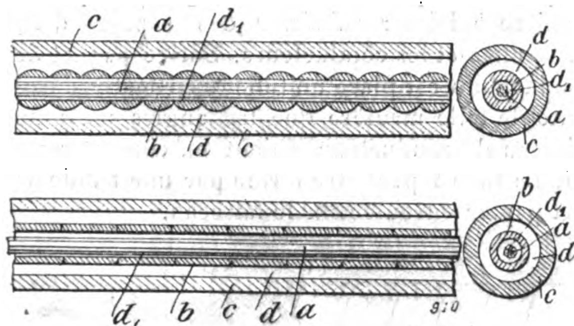


Fig. 1.

laquelle on dispose une ou plusieurs enveloppes de plomb et une armature. Avec ce mode de construction on peut obtenir une capacité de 0,16 à 0,25 microforad par kilomètre.

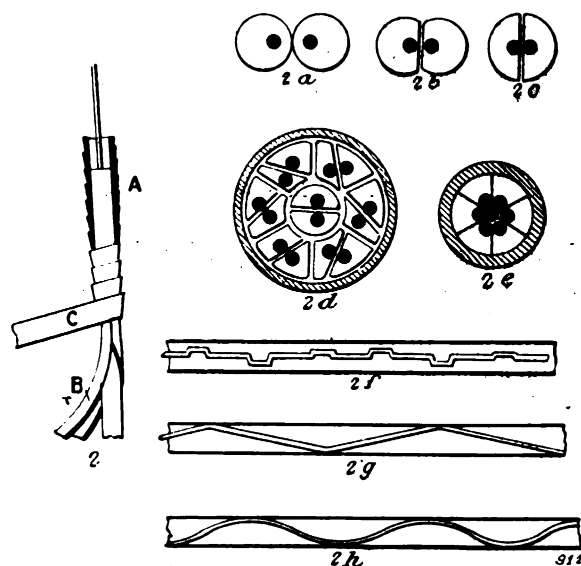


Fig. 2.

Ferranti cherche à entourer les câbles téléphoniques de la plus grande quantité d'air possible et à diminuer ainsi la capacité statique en donnant à l'âme une forme ondulée ou zigzaguée telle qu'il n'y ait que le moins possible de points de contact avec l'enveloppe. Ce mode de construction est représenté par le fil 2f 2g et 2h. On pourrait également faire l'âme du câble droite et la munir de supports empêchant le contact avec l'enveloppe.

La figure 2 montre un dispositif de ce genre. On entoure la carcasse creuse A d'une bande de papier de largeur appropriée. Sur cette bande on enroule en hélice une ou plusieurs autres

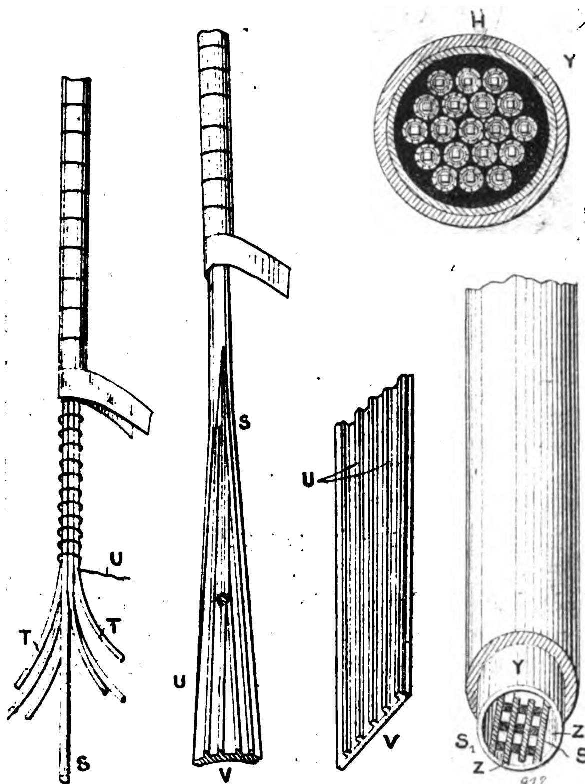


Fig. 3. Fig. 3*a*. Fig. 3*b*. Fig. 3*c*. Fig. 3*d*.

bandes de papier et l'on forme ainsi un tube dans lequel on place le fil. Deux de ces tubes sont tordus en hélice et la section de l'ensemble est celle de la figure 2a. Ensuite on les passe dans une filière de façon à obtenir les sections 2b et 2c. Plusieurs câbles peuvent être réunis ensemble dans une même enveloppe (fig. 2d et 2e).

Un autre procédé de construction consiste à ménager parallèlement au câble et sur toute sa longueur les espaces d'air nécessaires. Mais comme en pratique il est impossible d'obtenir un parallélisme rigoureux on se contente d'en approcher le plus possible. Contrairement à ce que l'on fait dans les modes de construction précédents, on dispose de petites cloisons isolantes en papier tout le long du fil, comme le

montrent les figures 3 à 3*d*. Les figures 3 à 3*a* montrent le bout d'un conducteur isolé de cette manière ; la figure 3*b* montre la bande de papier employée ; la figure 3*c* donne une section du

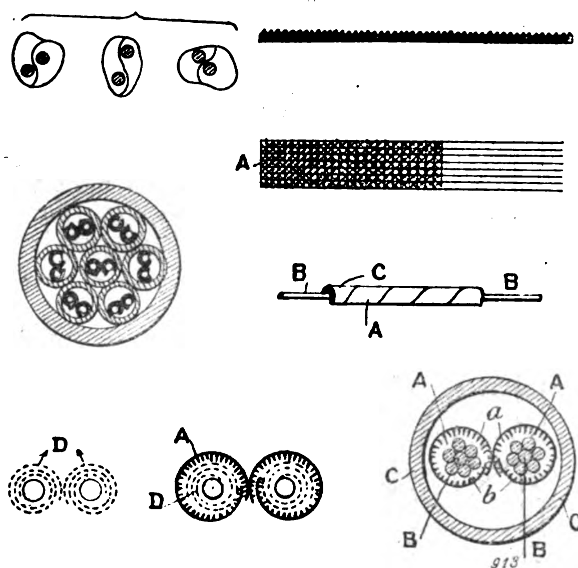


Fig. 4, 4*a* à 4*b*.

câble. Dans la figure 3 le conducteur est isolé au moyen de cordelettes placées à égale distance les unes des autres, parallèlement à l'axe et suffi-

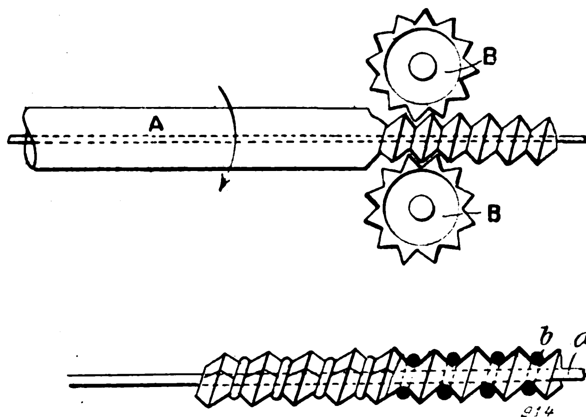


Fig. 5 et 5*a*.

samment dures pour résister au serrage produit par le fil que l'on enroule dessus. Dans les figures 3*a* et 3*b*, V représente une bande de papier sur la surface de laquelle on a fixé une rangée de fils parallèles *u* dont le diamètre dépend de celui du fil. Cette bande est placée comme le montre le fil, le long du conducteur S.

Dans la figure 3*d* les conducteurs S sont constitués par des bandes de fil plat entre lesquelles on place des bandes isolantes S de manière à laisser subsister des espaces d'air entre elles et les conducteurs. Sur ce paquet de conducteurs est placé un tube Y en matière isolante de telle manière que les angles seuls du faisceau de conducteurs soient en contact avec lui. Le tube Y peut être formé par une bande de fort papier enroulée sur le faisceau.

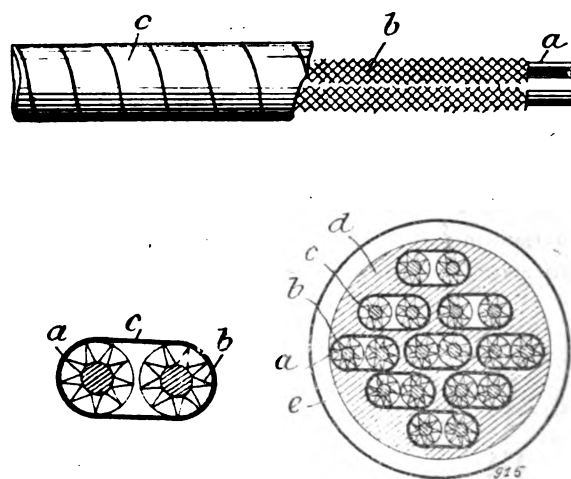


Fig. 6, 6*a* et 6*b*.

Dans un système plus récent, les différentes âmes sont enveloppées de papier portant des saillies ou des gaufrages. Outre une très faible capacité, les câbles de ce genre présentent très peu de phénomènes d'induction perturbateurs. Les fils 4 représentent diverses sections de câbles fabriqués d'après ce principe. Les conducteurs sont entourés de bandes de papier A portant un grand nombre de saillies pointues ou pyramidales. Ces bandes de papier se recouvrent et forment des parties renforcées *aa* que l'on place les unes contre les autres lorsqu'on forme le câble avec une ou plusieurs paires de conducteurs (fig. 4*d*). Comme, avec ce procédé, le câble n'est en contact avec l'isolant que par l'intermédiaire d'un grand nombre de pointes fines, la circulation d'air est assurée tout autour du conducteur. On peut au lieu de papier constituer l'enveloppe avec de la gaze.

Un autre procédé consiste à entourer l'âme de chenille comme celle que l'on emploie en soie

pour la passementerie. On obtient ainsi un espace d'air considérable autour du fil.

On peut également fabriquer une enveloppe

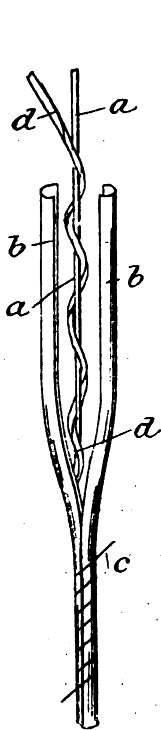


Fig. 7.

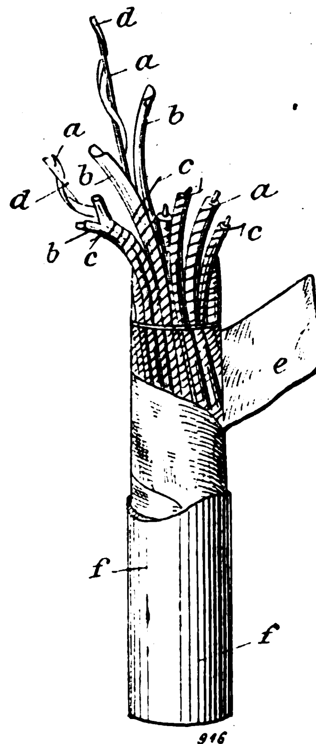


Fig. 7a.

de papier en forme de vis et introduire le fil *a* à l'intérieur (fig. 5 et 5*a*); de même on peut rouler en hélice autour du câble une bande de papier côtelé (fig. 9, 6*a*, 6*b*). Plusieurs constructeurs

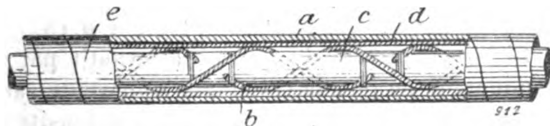


Fig. 8.

placent plus simplement autour du conducteur une cordelette, puis une enveloppe de papier (fig. 7 et 7*a*). Il est nécessaire, dans ce genre de fabrication, de prendre des dispositions pour que la pression résultant de l'assemblage de plusieurs âmes n'aplatisse pas les enveloppes de papier et ne détruise pas les espaces ménagés pour la circulation de l'air. Dans ce but on tord sur lui-même l'isolant dont on entoure le fil. Des câbles analogues, dont le mode de construction a pour but non seulement de diminuer la capacité, mais encore de supprimer les actions perturbatrices de l'induction contiennent autour de chaque inducteur deux fils en métal magnétique, par exemple en fer, enroulés en hélices de sens contraire (fig. 8).

B. L.

TRACTION

Chute de tension des courants alternatifs dans les rails de chemins de fer. **Behn Eschenbourg.** *Electrotechnische Zeitschrift*, 21 avril.

Lorsque du courant alternatif doit être amené à un train électrique d'une part par une canalisation isolée de la terre, que nous désignerons par ligne aérienne, et d'autre part par les rails en fer non isolés du sol, la perte de tension qui se produit dans les rails peut, comme on le sait, amener des perturbations graves par suite de dérivations dans les lignes télégraphiques ou téléphoniques employant la terre comme conducteur de retour.

Il est nécessaire de chercher des moyens pour diminuer autant que possible cette chute de tension dans les rails ou pour rendre inoffensive son action sur les appareils télégraphiques et téléphoniques.

Une méthode consiste à choisir la fréquence du courant alternatif de façon à ce que ces appareils ne soient pas influencés. L'action de la self-induction des rails augmente, à égalité d'intensité, la chute de tension lorsqu'on augmente la fréquence : il paraît donc nécessaire d'abaisser autant que possible cette dernière. En plus, l'oreille humaine ne perçoit pas les ondes de basse fréquence et l'on pourrait facilement éviter les perturbations téléphoniques en choisissant une fréquence très basse. Malheureusement d'un autre côté les relais usuels des postes télégraphiques et les sonneries des appareils téléphoniques sont particulièrement sensibles à ces basses fréquences et les perturbations commencent à s'y manifester lorsque l'on a réussi à les faire disparaître dans les récepteurs téléphoniques. L'oreille humaine perçoit les ondes dont la fréquence est comprise entre 16 et 16000 périodes par seconde. La hauteur moyenne de la parole correspond à 400 périodes par seconde. Les courants alternatifs industriels ont des fréquences comprises entre 16 et 60. La fréquence des oscillations du

courant continu dues à la division du collecteur est, pour les machines employées dans les exploitations de tramways, d'environ 500 à 1000 périodes par seconde. Ces fréquences étant voisines de celles de la parole, on comprend facilement l'intensité relativement considérable des perturbations apportées sur les lignes téléphoniques par le voisinage de voies électriques à courant continu. Les courants alternatifs industriels de n'importe quelle fréquence s'écartent plus ou moins de la sinusoïde simple et ont un grand nombre d'oscillations de fréquence supérieure. Depuis environ un an, on a fait des séries de recherches sur l'action des courants alternatifs de différentes fréquences sur divers appareils télégraphiques et téléphoniques : ces essais donnent une idée des différentes perturbations.

Dans ces expériences, les bornes d'un générateur à courant alternatif produisant une force électromotrice à peu près sinusoïdale étaient reliées d'une part à un relais télégraphique et d'autre part à un téléphone ordinaire : la différence de potentiel aux bornes et la fréquence pouvaient être modifiées à volonté.

On s'est efforcé de déterminer :

1° Pour quelle différence de potentiel aux bornes l'armature du relais télégraphique commence à présenter des oscillations perceptibles, après avoir été réglée à la sensibilité maxima pour la fréquence essayée ;

2° Pour quelle différence de potentiel la sonnerie entre en action ;

3° Pour quelle différence de potentiel il se produit dans le récepteur téléphonique une friture suffisante pour gêner les communications.

Les valeurs limites trouvées sont résumées dans le tableau suivant :

FRÉQUENCE	DIFFÉRENCE DE POTENTIEL EN VOLTS pour laquelle		
	le relais oscille.	la sonnerie retentit.	une friture se produit dans le récepteur.
15	1,1	0,5	
18	1,9	0,8	
25	2,7	1,1	
33	4,7	1,5	4
50	6,5	2,5	2

Les perturbations des relais télégraphiques et des sonneries téléphoniques diminuent rapidement lorsque la fréquence augmente de 15 à 60 périodes par seconde pour une différence de potentiel aux bornes donnée : par contre, l'action sur la membrane téléphonique augmente rapidement entre 25 et 50 périodes.

De ces observations et d'autres semblables, on peut tirer la conclusion que dans les installations de chemins de fer à courant alternatif à proximité desquelles se trouvent des lignes télégraphiques et téléphoniques avec retour par la terre, le danger des perturbations ne peut être radicalement évité que si l'on diminue beaucoup plus la chute de tension dans les rails.

Il est donc nécessaire avant tout de connaître exactement la chute de tension qui peut se produire dans une telle installation.

Une voie de chemin de fer ordinaire est constituée par des rails de 6 à 10 m de long assemblés au moyen d'éclisses en fer. Ces éclisses ne sont généralement pas destinées à assurer un bon contact électrique et on a l'habitude de leur adjoindre des connexions en cuivre.

Les contacts entre ces connexions et les rails doivent être faits de manière à ne pas s'altérer sous l'action des intempéries et on a proposé à cet effet un grand nombre de systèmes différents. Mais, dans tous, la résistance de contact est du même ordre de grandeur que la résistance du rail lui-même, et lui devient bien supérieure lorsque le contact est altéré ou disjoint. La résistance ohmique du rail en fer est elle-même très variable d'après la nature du métal. La résistance spécifique oscille entre 0,12 et 0,19 ; comme valeur moyenne on peut compter sur 0,15.

Si l'on transmet du courant alternatif par un conducteur en fer, la résistance apparente varie d'après la fréquence, la section et la densité de courant. Par exemple, la résistance apparente d'une tige de fer de 10 mm de diamètre est environ le double pour du courant alternatif à 50 périodes par seconde que pour du courant continu ; celle d'une tige de 20 mm est neuf fois plus considérable pour l'un que pour l'autre ; celle d'une tige de 30 mm, vingt fois plus considérable. Comme on le sait, la résistance apparente varie aussi avec la densité de courant. Les résultats suivants ont été observés :

Rail en fer de 1500 mm^2 de section et de 10 m de longueur :

Résistance apparente avec du courant alternatif à 50 périodes pour une densité moyenne de

0,2 ampère	par	millimètre carré :	0,008710°
0,3	»	»	0,008
0,5	»	»	0,007
0,7	»	»	0,0062

Nous avons étudié la résistance apparente des voies dans les conditions suivantes :

Un tronçon de 400 m de longueur comporte une ligne aérienne en fil de cuivre de 8 mm de diamètre placé à 4 m au-dessus de la voie : cette dernière est établie en rails d'environ 6,50 m de longueur, d'une section de 3700 mm², et pesant 30 kg par mètre courant. Les rails d'un des côtés de la voie n'ont pas été modifiés et sont reliés par des éclisses en fer boulonnées aux extrémités des rails : comme la voie est établie depuis plusieurs années et est restée inutilisée, ces connexions sont mauvaises. De l'autre côté de la voie on a placé, dans un premier essai, le long des rails un fil de cuivre de 8 mm de diamètre relié avec grand soin à chaque extrémité des rails ; dans un second essai on a éclissé électriquement les rails par des connexions en cuivre de 10 mm portant des boulons coniques introduits à force dans des trous correspondants.

Les mesures avaient pour but de déterminer la chute de tension dans la ligne aérienne seule, la chute de tension dans les rails avec connexions, et la chute de tension dans les rails sans connexions.

La résistance d'un rail seul a été trouvée égale à 2.10^{-4} ohms ; la résistance spécifique est donc 0,15 ohm par mètre et millimètre carré. Sur le tronçon de 400 m, la résistance propre des rails est $1,6.10^{-2}$ ohms. La résistance du fil de 8 mm placé le long des rails est 0,13 ohm et la résistance des 60 connexions employées dans le second essai est 0,013 ohm. La ligne aérienne seule a une résistance de 0,3 ohm comme le fil placé le long des rails.

Les mesures ont donné, avec le premier dispositif comportant un fil de cuivre placé le long des rails :

Avec courant continu :

Rails avec fil de terre	0.124 ohm.
Fil seul	0,133 »
Rails sans fil	0,38 »

Avec courant alternatif à 50 périodes :

Rails avec fil de terre	0,3 ohm.
Ligne aérienne seule	0.22 »
Rails sans fil de terre	0,44 »

Avec le second dispositif et courant continu :

Rails avec connexion	0,0275 ohm.

Avec courant alternatif :

A 25 périodes	0,128 ohm.
A 50 périodes	0,215 »

Dans un circuit formé par deux conducteurs parallèles à section circulaire on obtient, comme l'on sait, les valeurs suivantes pour l'impédance des conducteurs individuels :

Soient : l, la longueur simple du conducteur en centimètres ;
r, le rayon d'un conducteur ;
d, la distance des conducteurs ;
σ, la conductibilité spécifique ;
μ, la perméabilité magnétique du milieu environnant.

Le coefficient de self-induction d'un conducteur est :

$$Ls = 2l\left(\log\frac{2l}{R} - 1 + \frac{\mu}{4}\right)$$

Le coefficient d'induction mutuelle du second conducteur dans lequel le courant passe en sens inverse est :

$$Lm = 2l\left(\log\frac{2l}{d} - 1\right)$$

Le coefficient total d'inductance est alors :

$$L = Ls - Lm = 2l\left(\log\frac{d}{R} + \frac{\mu}{4}\right)$$

Si l'un des conducteurs est constitué par le fil aérien et l'autre par les rails, la valeur de L_m doit être égale pour les deux conducteurs ; par contre L_s varie.

Dans notre essai :

$$l = 4.10^4$$
$$d = 4.10^2$$

d'où :

$$Lm = 32.10^4$$

L_s pour un fil de cuivre de 8 mm de diamètre est :

$$Ls = 90.10^4.$$

Donc pour la ligne aérienne :

$$L = 58.10^4$$

et à 50 périodes :

$$2\pi n L = 0,18.10^9.$$

La résistance ohmique est :

$$0,133.10^9$$

La valeur de l'impédance ou résistance apparente à 50 périodes :

$$R_0 = 0,22.10^9.$$

Cette valeur concorde exactement avec celle qui a été mesurée.

Il en est autrement du conducteur formé par les rails. En retranchant la résistance ohmique et l'induction de la ligne aérienne de la valeur observée pour l'impédance il reste pour le coefficient de self-induction dans le premier essai où un fil de 8 mm était placé parallèlement au rail :

$$2\pi n L_s = 0,37.10^9.$$

Pour le troisième cas où les rails n'avaient aucune connexion particulière :

$$2\pi n L_s = 0,33.10^9.$$

Comme valeur moyenne nous adopterons $0,35.10^9$.

D'après ces essais la valeur de l'impédance d'un conducteur simple constitué par les rails de 1 km de longueur parallèle à une ligne aérienne distante de 4 m est, à 50 périodes :

$$R_s = \sqrt{r^2 + 0,4}$$

où r désigne la résistance ohmique que l'on peut supposer égale à 0,07 ohm pour de très bonnes connexions. Dans ce cas, on aurait, à 50 périodes :

$$R_s = 0,64.10^9$$

et à 25 périodes :

$$R_s = 0,33.10^9$$

La valeur de l'impédance est donc, pour 50 périodes, presque indépendante de la résistance ohmique des rails de sorte que, même dans le premier essai avec une résistance ohmique de 0,3 ohm par kilomètre, l'impédance totale ne croît que de 35 p. 100 et est à peine le double pour des rails sans aucune connexion, de ce qu'elle est avec les rails munis des meilleures connexions.

Si au lieu d'une seule file de rails, on relie en parallèle les deux files de rails de la voie, de facon à les utiliser également comme conducteurs, il faut tenir compte dans les calculs de l'induction mutuelle des deux lignes en parallèle. La valeur de ce coefficient d'induction pour un écartement de 1,5 m est par kilomètre de longueur $L_p = 1,2.10^6$. Si l'on considère que chacune des deux files de rails ne porte que la moitié du courant passant dans la ligne aérienne, la valeur totale de l'impédance de deux files de rails est

$$R = \frac{1}{2}\sqrt{r^2 + (Ls + 2Lm + Lp)^2 (2\pi n)^2}$$

En introduisant les valeurs trouvées ci-dessus pour L_s, L_m, L_p par kilomètre de voies à 50 périodes, nous obtenons

$$R = \frac{1}{2}\sqrt{r^2 + 0,25}$$

Pour

$r = 0,07$ $\quad R = 0,25.10^9$

$r = 0,30$ $\quad R = 0,28.10^9$

A la fréquence de 25 périodes R est compris entre

$$0,125.10^9 \quad \text{et} \quad 0,200.10^9.$$

Par conséquent, à la fréquence de 50 périodes il faut compter, dans le cas le plus favorable, sur une valeur de l'impédance par kilomètre de voie

$$R_s = 0,25.10^9,$$

et à la fréquence de 25 périodes, sur une valeur

$$R_s = 0,125.10^9.$$

Il en résulte, pour une intensité de courant de 100 ampères, une chute de tension dans les rails de 25 volts par kilomètre à 50 périodes et de 12,5 volts par kilomètre à 25 périodes.

A cela s'ajoute la perte dans la ligne aérienne. L'impédance d'une ligne aérienne d'un kilomètre de longueur et d'un diamètre de 8 mm distante d'environ 4 m des rails est, d'après ce qui précède

$$R_0 = \sqrt{r_0^2 + 0,18} = 0,55.10^9 \text{ à 50 périodes,}$$

et

$$0,39.10^9 \text{ à } 25 \text{ périodes}.$$

Pour deux fils de cuivre distants d'environ 50 cm on a

$$R_0 = \frac{1}{2}\sqrt{r_0^2 + 0,34} = 0,33.10^9 \text{ à } 50 \text{ périodes},$$

et

$$0,22.10^9 \text{ à } 25 \text{ périodes}.$$

Pour 100 ampères 25 périodes, la perte de tension totale (rails et ligne aérienne) est de 35 volts, et à 50 périodes de 58 volts (avec courant continu elle serait de 20 volts).

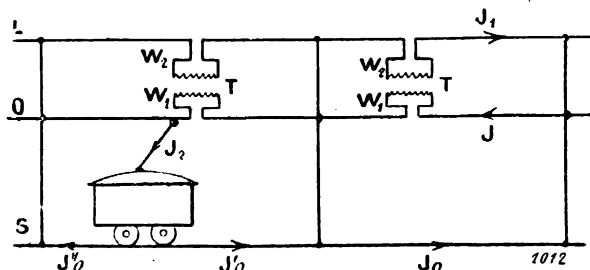


Fig. 1.

B. *Moyen pour compenser la perte de tension.*

Gisbert Kapp a proposé en 1902 de compenser la perte de tension dans un tronçon de voie déterminé en intercalant un transformateur dont l'enroulement primaire soit en série avec la ligne aérienne, et l'enroulement secondaire en série avec le conducteur constitué par les rails. Ce dispositif présente l'inconvénient que le conducteur constitué par les rails est coupé par l'enroulement secondaire et que la chute de tension totale existe entre les bornes de cet enroulement et par conséquent entre les bouts des rails. Il semble qu'aucun résultat pratique n'ait été obtenu avec cette méthode.

Une autre méthode consiste à diminuer la perte de tension dans les rails en diminuant l'intensité du courant qui les parcourt au moyen de conducteurs auxiliaires. Dans le système employé à Oerlikon on dispose parallèlement aux rails S (fig. 1) une ligne auxiliaire L reliée en différents points aux rails.

Ces points de jonction divisent la ligne en un certain nombre de tronçons S_1 S_2... et l_1 l_2.. ; dans chaque tronçon de la ligne auxiliaire est intercalé le secondaire d'un transformateur ordinaire W_2 dont le primaire est en série avec la ligne aérienne O.

La théorie de ce dispositif est très simple et permet de déterminer rapidement les proportions les plus favorables à adopter dans le dimensionnement des enroulements W_1 et W_2 et des conducteurs.

Il faut distinguer entre le tronçon S_1 par exemple, où se trouve le véhicule et où les rails eux-mêmes servent de conducteurs de courant, et les autres tronçons S qui peuvent être identiques les uns aux autres. Formons pour les deux tronçons les équations de l'intensité de courant. Soient : J l'intensité de courant dans la ligne aérienne et n la fréquence, J_0 l'intensité de courant dans le tronçon de voie S sans véhicule et J_1 l'intensité de courant dans la ligne auxiliaire, puis J_0' à droite et J_0'' à gauche du véhicule dans le tronçon S_1 et J_1' le courant dans la ligne auxiliaire. Soit J_2 le courant qu'absorbe le véhicule lui-même.

Nous négligerons la dispersion et la résistance ohmique du transformateur, dont nous pourrons tenir compte facilement en majorant la résistance et la self-induction du conducteur dans lequel le transformateur est intercalé.

Si λ_1, λ_2 et μ désignent les coefficients de self-induction et d'induction mutuelle du transformateur, r_0 et r_1 la résistance ohmique, l_0 et l_1 les coefficients de self-induction du tronçon de voie S et du tronçon de ligne auxiliaire l, nous obtenons les équations suivantes :

$$J_0 + J_1 = J$$

$$J_1 r_1 - J_0 r_0 + (\lambda_2 + l_1)\frac{dJ}{dt} - l_0 \frac{dJ_0}{dt} - \mu \frac{dJ}{dt} = 0$$

d'où

$$J_0^2 = J^2 \frac{r_1^2 + (2\pi n)^2 (\lambda_2 + l_1 - \mu)}{(r_1 + r_0)^2 + (2\pi n)^2 (\lambda_2 + l_1 + l_0)}$$

J_0 peut être décalé de $\frac{\pi}{2}$ et plus sur J d'après la valeur de

$$\lambda_2 + l_1 - \mu.$$

La perte de tension dans le tronçon de voies est donné par

$$e = J_0 \sqrt{r_0^2 + (2\pi n)^2 l_0^2}.$$

Par un choix convenable des nombre de tours d'enroulement, nous avons la possibilité de donner au coefficient μ d'induction mutuelle dans le

transformateur de compensation une valeur très voisine de la somme des coefficients de self-induction $\lambda_2 + l_1$. Si de plus on fait en sorte que r_1 soit petit vis-à-vis de $(\lambda_2 + l_1)\, 2\pi n$, et si l'on tient compte d'apres les résultats expérimentaux précédents, de ce que r_0, résistance ohmique des rails, est en général petit vis-à-vis de l'inductance, on obtient approximativement pour la chute de tension dans le tronçon de voies pour une intensité de courant J dans la ligne aérienne.

$$e = \mathrm{J}\, \frac{r_1 l_0}{\lambda_2 + l_1 + l_0}.$$

L'intensité de courant et la chute de tension dans le tronçon de rails sans compensation sont diminués, grâce à l'emploi de la compensation, dans le rapport

$$\frac{r_1}{2\pi n\,(l_1 + \lambda_2 + l_0)}.$$

Dans le cas d'une compensation presque complète, l'intensité de courant J_0 devient extrêmement petite en comparaison de J, et l'on obtient pour les tensions du transformateur dans la ligne aérienne et dans la ligne auxiliaire, la valeur

$$\varepsilon_1 = \mathrm{J}\,.\,2\pi n\,(\lambda_1 - \mu)$$
$$\varepsilon_2 = \mathrm{J}\,.\,2\pi n\,(\lambda_2 - \mu).$$

Si l'on pose

$$\lambda_1 = w_1^2 \lambda_0$$
$$\mu = w_1 w_2 \lambda_0$$
$$\lambda_2 = w_2^2 \lambda_0$$

où w_1 et w_2 représentent les nombres de tours des enroulements primaire et secondaire, on trouve

$$\varepsilon_1 = 2\pi n \lambda_0 \mathrm{J} w_1\,(w_1 - w_2)$$
$$\varepsilon_2 = 2\pi n \lambda_0 \mathrm{J} w_2\,(w_1 - w_2).$$

$\mathrm{J}\,(w_1 - w_2)$ représente les ampère-tours magnétisants du transformateur. Pour que J_0 disparaisse, il faut que $\mu = \lambda_2 + l_1$: on a alors dans le cas le plus favorable

$$\varepsilon_2 = \mathrm{J}\,.\,2\pi n l_1$$
$$\varepsilon_1 = \frac{w_1}{w_2}\,\varepsilon_2.$$

La tension secondaire est égale dans ce cas à la chute de tension produite par la self-induction de la ligne auxilaire.

Le système de compensation décrit a été essayé en 1902 sur le tronçon d'essais dont il a été question. Les rails étaient, comme dans la première expérience, reliés à un fil de cuivre de 8 mm parallèle à la voie. A une extrémité du tronçon, les rails, la ligne aérienne, la ligne auxiliaire et la ligne servant aux mesures furent connectées ensemble. A l'autre bout du tronçon on intercala dans la ligne aérienne l'enroulement primaire d'un transformateur dont le secondaire était intercalé dans la ligne auxiliaire. Ce transformateur était constitué par un noyau de 40 kgr de tôles ayant une section de 50 cm² et environ 8 kgr de cuivre d'une section de 50 mm² suffisante pour une intensité de courant de 150 ampères.

On mesura pour différents nombres de tours primaires et secondaires :

1° L'intensité de courant J dans la ligne aérienne, l'intensité J_1 dans la ligne auxiliaire et l'intensité J_0 dans les rails.

2° La différence de potentiel totale e_1 entre la ligne aérienne et les rails à l'origine du tronçon, la différence de potentiel e_2 entre le bout commun de toutes les lignes et le point origine de la ligne aérienne avec transformateur, la différence de potentiel entre l'extrémité et l'origine des rails, enfin les différences de potentiel ε_1 et ε_2 entre les bornes des enroulements primaire et secondaire du transformateur.

Parmi les nombreux chiffres trouvés dans ces essais, nous résumons les principaux résultats dans le tableau suivant :

	W_1	W_2	J	J_1	J_0	e_1	e_2	e_0	ε_1	ε_2
1	0	0	100	0	100	50	22	30	0	0
2-3	0	0	100	66	34	31	21	10	0	0
4	10	10	104	80	24	36	30	6	10	7
5	5	5	100	70	32	31	25	8	2	1
6	23	20	100	96	4	—	—	1	—	—
7	15	10	50	48	4	22	—	—	15	8

Dans l'essai 6 on est arrivé, grâce à l'emploi de la ligne auxiliaire et du transformateur à rendre environ 25 fois plus faible la chute de tension dans le tronçon considéré.

Nous allons indiquer rapidement les valeurs auxquelles conduit le calcul pour cet essai 6.

La self-induction du transformateur a été dé-

terminée en dehors de ces expériences ; à 50 périodes avec 23 tours de fil et sous 23 volts, le courant magnétisant était de 10 ampères ; sous 36 volts, 30 ampères. La résistance ohmique de 24 tours était 0,003 ohm.

La ligne auxiliaire avait une résistance

$$r_1 = 0,13 . 10^9$$

et une inductance

$$2\pi n l_1 = 0,18 . 10^9.$$

Pour le tronçon de rails nous avions trouvé

$$r_0 = 0,12 . 10^9 \quad , \quad 2\pi n l_0 = 0,37 . 10^9.$$

Si le transformateur est enroulé avec $w_1 = 23$ tours au primaire, et $w_2 = 20$ tours au secondaire, il vient pour une aimantation de 300 ampère-tours environ.

$$2\pi n \lambda_1 = 2 . 10^9$$
$$2\pi n \lambda_2 = 1,5 . 10^9$$
$$2\pi n \mu = 1,74 . 10^9$$

d'où

$$2\pi n (\lambda_2 + l_1) = 1,68 . 10^9$$

c'est-à-dire que

$$2\pi n (\lambda_2 + l_1)$$

est presque égal à

$$2\pi n \mu.$$

La réduction de l'intensité de courant dans les rails en comparaison avec l'intensité totale donnerait :

$$\frac{r_1}{2\pi n (\lambda_2 + l_0 + l_1)} = \frac{0,13}{2,55} = \frac{5}{100} .$$

La réduction trouvée était de $\frac{4}{100}$.

Etant données les erreurs forcées que l'on commet dans l'évaluation des coefficients de self-induction des inducteurs et du transformateur, la concordance est très satisfaisante.

Les différences de potentiel aux bornes du transformateur seraient, pour un courant de 100 ampères :

$$\varepsilon_1 = 0,26 . 100 \text{ volts} = 26 \text{ volts}$$
$$\varepsilon_2 = 0,24 . 100 \text{ volts} = 24 \text{ volts}.$$

En résumé, il faut, dans ce système, employer un transformateur dont la self-induction soit très grande par rapport à la résistance ohmique du tronçon de ligne auxiliaire et produire au moyen de ce transformateur une force électromotrice égale à la chute de tension dans ce tronçon.

E. B.

SOCIÉTÉS SAVANTES ET TECHNIQUES

ACADÉMIE DES SCIENCES

Sur les formes de l'éclairage de haute fréquence entre fils de platine de faible diamètre. Note de **MM. André Broca** et **Turchini**, présentée par **M. Becquerel**.

« M. Eginitis ayant décrit il y a quelque temps (*Comptes Rendus*, 16 mai 1904) quelques phénomènes relatifs à la décharge électrique de haute fréquence quand on ajoute des self-inductions notables sur le circuit des condensateurs, nous nous permettons d'appeler l'attention sur quelques phénomènes du même ordre que nous avons observés il y a deux ans en cherchant à étudier l'amortissement dans les circuits de haute fréquence. Nous avons essayé de faire agir des décharges amorties sur un galvanomètre composé d'un seul tour de fil agissant sur un équipage à aiguilles aimantées verticales avec point conséquent (André Broca, *Comptes Rendus*, 13 juillet 1896), le tout enveloppé dans un conducteur creux mis en communication par un seul point avec le circuit, pour éviter toutes les perturbations électrostatiques.

» En excitant la décharge d'un circuit de condensateurs comprenant cet instrument au moyen d'un courant continu interrompu, nous espérions ayant des trains d'onde commençant toujours dans le même sens, pouvoir obtenir, en joignant cet instrument à d'autres, une mesure aisée de l'amortissement. Nous avons été très surpris de voir le galvanomètre donner des élongations tantôt dans un sens et tantôt dans l'autre, en même temps que le bruit de l'étincelle changeait

notablement, aussitôt que, pour allonger la période propre du système, nous adjoignions à nos 12 bouteilles de Leyde ayant 45 millièmes de microfarad de capacité environ, une self-induction notable (77 spires de fil de 0,2 mm de diamètre enroulées sur un cadre rectangulaire de 16 cm sur 18 cm). Nous avons regardé les boules de décharge en laiton et nous avons vu s'y produire des phénomènes analogues à ceux décrits par M. Eginitis. Nous avons alors cherché à régulariser le phénomène par tous les moyens possibles et, entre autres en employant des pointes de décharge en platine. Nous avons pu mettre en évidence, avec du fil de platine de 0,5 mm de diamètre, l'existence de trois régimes de décharge très différents, caractérisés par leurs effets sur le galvanomètre décrit (instrument à courant continu) et sur un milliampèremètre à courant alternatif mis en série dans le même circuit ; cela, quel que soit le procédé employé pour exciter les phénomènes, même quand on les rend aussi symétriques que possible en employant le courant alternatif pour exciter la bobine. Nous allons maintenant décrire ce qu'on a dans ce cas.

» Grâce aux grandes capacités utilisées, on peut obtenir d'abord, sans soufflage, l'étincelle active de haute fréquence ordinaire, c'est la décharge de première espèce. Le milliampèremètre alternatif donne 40 milliampères efficaces, le galvanomètre ne donne rien. Si maintenant on chauffe légèrement un des fils en les écartant l'un de l'autre, on voit une gaine bleuâtre se former sur lui, et si les écrans sont convenablement réglés, on peut obtenir le long de ce fil une gaine bleuâtre de 2 cm ou 3 cm de long enveloppant tout le fil, large près de l'intervalle d'éclatement, et s'effilant le long du fil ; c'est la décharge de deuxième espèce. La température est peu élevée, le fil n'est pas à l'incandescence, on ne voit pas nettement au spectroscope dans la gaine les raies du platine. Le milliampèremètre alternatif tombe aux environs de 10 milliampères, autant qu'on peut le dire, les mesures étant mauvaises au début de la graduation, et le galvanomètre donne la même indication, montrant que la décharge est uniquement dans un sens, la gaine décrite étant la cathode. Le phénomène amorcé, on peut éloigner les fils de 4 mm ou 5 mm, alors que l'intervalle d'éclatement au début est d'une fraction de millimètre. L'anode semble peu attaquée, quoiqu'elle s'use un peu. Le fil, sous la gaine cathodique, se dépolit, se couvrant de petits cratères, et à la partie extrême de la gaine il se forme un dépôt noir bleuâtre insoluble dans les acides. qui semble être du platine.

» Quand on chauffe un peu plus, le phénomène change d'aspect, le fil qui porte la gaine est à l'incandescence, et l'on voit le gavalnomètre d'abord revenir au zéro, puis changer de sens, indiquant que maintenant la gaine est anodique. C'est la décharge de troisième espèce. Le spectroscope y révèle toutes les lignes de platine. Le fil sans gaine s'use énormément, et en même temps il se couvre d'une couche noire roussâtre, de 2 cm de long, soluble dans HCl pur, et donnant après évaporation et reprise par l'eau les réactions du platine (ces réactions ont été faites il y a deux ans par M. Bourcet, chef de laboratoire de M. A. Gautier, et refaites cette année par son successeur M. Maillard). Il semble que ce soit de l'oxyde de platine.

» Quand on recueille ces dépôts en interposant une lame de verre dans la décharge, on voit que celle-ci se couvre d'un dépôt noirâtre mat, qui semble être de l'oxyde de platine, dans les parties périphériques froides de la décharge. Au centre il y a du platine brillant, insoluble dans HCl pur.

» Il semble donc que le dépôt formé sur le fil négatif est dû à des ions oxygène venus de l'arc gazeux, et qui, grâce à leur état d'ionisation, oxydent les ions platine. Nous donnons d'ailleurs cette hypothèse sous toute réserve.

» Le milliampèremètre alternatif étant trop peu sensible pour analyser le phénomène, nous avons mis la décharge dans le champ magnétique et nous avons vu que, dans la décharge de seconde espèce, les ions sont tous deviés dans le même sens, mais très peu ; ce sont probablement des ions très lourds. Dans la décharge de troisième espèce il y a des ions déviés dans les deux sens, indiquant la complexité du phénomène. Les lames de verre placées en travers de la décharge sont rodées d'une manière très énergique sur la tranche par le passage des ions. Il faut avoir soin de ne pas toucher au fil de platine avec la lame de verre, sans cela au point touché jaillit une gerbe d'ions sodium qui rend le phénomène tout à fait instable, et impossible pendant longtemps à régulariser.

» Quand on chauffe avec un bec Bunsen la gaine dans la décharge de troisième espèce, on voit la flamme se colorer nettement en vert. La lumière très faible ne nous a pas permis de voir nettement ce qu'il y avait dedans au point de vue spectral.

» Nous conclurons de ce qui précède que la nature des phénomènes de décharge dans l'air peut être extrêmement variable et apporter des perturbations profondes dans les propriétés électriques des circuits de haute fréquence. »

Sur la coexistence et l'impossibilité de constater des températures voisines très différentes. Note de **M. Ernest Solvay** présentée par **M. H. Moissan.**

« Dans une note précédente [*Sur la potentialisation spécifique et la concentration de l'énergie* (*Comptes rendus*, 22 février 1904)] j'ai cherché à expliquer les phénomènes énergétiques développés par les substances radioactives, en considérant ces substances comme composées de molécules aptes à recevoir, à potentialiser spécifiquement et, par suite, à concentrer des rayons énergétiques à taux élevés généralement épars et potentialisés eux-mêmes dans nos milieux.

» Si l'existence de semblables rayons, telle, par exemple, celle de rayons à taux thermique élevé dans un milieu dit à température constante et relativement peu élevée, semble difficile à admettre, cela tient à ce que l'on envisage généralement ces milieux comme uniformément composés d'éléments ayant atteint un état d'équilibre énergétique.

» A notre avis, de tels milieux en équilibre ne sont jamais réalisés dans la nature et, par exemple, l'on ne saurait admettre comme une réalité l'uniformité des températures d'un milieu dit à température constante, alors même que l'on prend les précautions les plus minutieuses pour obtenir cette uniformité. Celle-ci n'est qu'apparente, car ce que nos instruments de mesure peuvent constater, c'est une sorte de température moyenne résultant de leur contact avec un mélange d'éléments à températures très différentes. Ce sont naturellement les éléments qui existent en quantité prépondérante dans le milieu qui déterminent la température dite *constante*, aucune indication thermique relative aux éléments individuels ne pouvant être obtenue.

» Ainsi, un thermomètre dont la cuvette touche, aux divers points de sa paroi, des masses distinctes ayant des températures différentes, ne saurait indiquer qu'une résultante des flux thermiques qui s'écoulent dans le mercure de la cuvette. De même, dans nos milieux telluriques, des molécules qui se touchent peuvent être à des potentiels thermiques très différents sans qu'un thermomètre, si petit qu'il soit, ou tout autre instrument de mesure, révèle la loi de répartition de ces températures : il faudrait pour cela une infinité de thermomètres dont les cuvettes auraient, chacune, les dimensions de 1 molécule.

» Dans cet ordre d'idées, il n'est peut-être pas sans intérêt de signaler un fait courant qui montre bien la coexistence de deux températures voieines que nos instruments de mesure ne peuvent différencier.

» Il existe dans l'industrie deux types de compresseurs à air : dans les uns, on combat dans une certaine mesure l'échauffement dû à la compression en faisant circuler de l'eau froide dans une double enveloppe entourant le cylindre compresseur; dans les autres, on neutralise partiellement cet échauffement en injectant directement dans le cylindre même de l'eau froide à l'état pulvérisé. Pour certains compresseurs, les diagrammes relevés montrent que, dans les deux cas, la loi des pressions, et par conséquent celle des températures du gaz, est la même pendant la période de compression; le même échange thermique a donc eu lieu entre le gaz et l'eau et cependant, alors qu'avec la chemise d'eau la température des couvercles du cylindre et les conduites de refoulement s'élèvent à la température du gaz comprimé, avec lequel elles sont directement en contact, il est impossible, dans le cas de l'injection d'eau, de constater en un point quelconque une température autre que celle de l'eau, qui, dans les deux cas ne s'est élevée que de quelques degrés : le fait provient évidemment de ce que, dans le second cas, l'eau introduite dans le cylindre, au moment de la compression, mouillant toujours les parois du cylindre et des conduites aussi bien que les instruments de mesure, sa masse, sa densité, sa chaleur spécifique étant d'ailleurs supérieures à celles de l'air, on ne peut relever que sa température propre, celle de l'air restant ainsi indécélable, malgré son taux élevé.

» Une hétérogénéité énergétique, analogue à celle que les exemples qui précèdent mettent en

lumière, existe, de façon moins tangible, il est vrai, dans tous nos milieux telluriques, et l'on s'en convaincra mieux encore en constatant que les expérimentateurs qui s'appliquent à y rechercher les phénomènes de la radioactivité sont arrivés à déceler leur existence partout : toute matière examinée jusqu'ici présente la radioactivité.

» C'est donc dans le milieu lui-même qu'il faut chercher l'origine véritable des phénomènes énergétiques intenses qui accompagnent la radioactivité et non dans une production spontanée d'énergie attribuée à une dissociation des atomes matériels, production qui s'effectuerait dans des conditions qui sont en opposition la plus flagrante avec toutes les notions acquises sur la genèse de l'énergie dans les phénomènes naturels.

» Les substances radioactives, je le répète, ne font que recevoir, condenser et renvoyer des rayons énergétiques d'origine solaire, préexistants dans le milieu, et le caractère à la fois matériel et énergétique de l'émanation offre, à mon sens, la preuve la plus évidente de la potentialisation spécifique de l'énergie. »

DIVERS

Sur l'existence d'un point critique de Villari dans le nickel. **K. Honda** et **S. Shimizu.** *Report of the Tokyo Mathematico-Physical Society;* 5 décembre 1903.

L'aimantation du fer s'accroît sous l'influence d'une tension; après avoir atteint un maximum, elle décroît pour des accroissements ultérieurs de la tension, prenant finalement des valeurs plus petites que la valeur initiale. Dans la courbe exprimant les relations qui existent entre la tension et la modification de l'état magnétique, le point où cette modification s'annule s'appelle le point critique de Villari. Comme M. R. Heidweller [1] a constaté la présence d'un point critique de ce genre dans le nickel pour un champ très faible, la différence entre le fer et le nickel par rapport à l'influence de la tension élastique sur la magnétisation ne serait que quantitative. D'après le travail de M. Heydweiller, cette expérience ne semble cependant pas être assez concluante pour écarter toute incertitude relativement à l'existence d'un point critique pareil. Aussi dans le travail présent, les auteurs répètent l'expérience de Heydweiller par une méthode différente.

Ils appliquent au moyen d'un levier une tension ou compression inférieure à 0,63 kgr par millimètre carré à une barre de nickel d'un diamètre de 0,038 cm et de 21 cm de longueur, soudée par ses deux bouts à des barres de laiton de 2 cm d'épaisseur et de 10 cm de longueur. L'une de ces barres se termine par une vis au moyen de laquelle l'échantillon était attaché à un support solide, alors que l'autre était pourvu d'une espèce de crochet servant à appliquer une tension ou une compression au moyen d'un levier dont les bras étaient dans le rapport de 9 : 1. La barre de laiton était disposée horizontalement dans la direction est-ouest magnétique, la bobine d'aimantation (d'une longueur de 30 cm, $4\pi n = 379{,}8$) étant disposée parallèlement à la barre.

La magnétisation a été mesurée par la méthode balistique; la bobine secondaire servant à mesurer l'induction était attachée à l'intérieur de la bobine d'aimantation et disposée en série avec un galvanomètre à faible résistance dont la période d'oscillation était d'environ 10 secondes.

L'induction provenant uniquement du champ magnétiseur a été compensée comme à l'ordinaire. La sensibilité du galvanomètre était telle qu'une modification de l'intensité d'aimantation équivalant à une unité a donné sur l'échelle une déviation de 23 divisions.

La barre de nickel, établie horizontalement et perpendiculairement au méridien magnétique, n'a pas subi d'influence longitudinale sous l'action du champ terrestre, alors qu'on a observé une faible influence en direction transversale. Dans la région des champs étudiés par les auteurs, la magnétisation était toutefois reliée à l'intensité du champ par une loi presque linéaire, de façon que la présence d'un champ transversal ne pouvait exercer d'influence sur la magnétisation longitudinale [1].

Dans la magnétisation en champ faible un faible magnétisme résiduel peut parfois exercer une influence considérable. Aussi la désaimantation a-t-elle été effectuée avec soin par les inversions d'un courant graduellement décrois-

[1] *Wied. Ann.*, t. LII, p. 462, 1894.

[1] K. Honda, *Jour.-Sc.* Coll. XI, 283, 1899.

sant. Afin de constater la présence possible d'un magnétisme résiduel, on a établi un magnétomètre au voisinage immédiat d'une extrémité de l'échantillon. C'est ainsi que les auteurs ont été capables de décéler un magnétisme résiduel de 1 p. 100 (C. G. S.). Si la désaimantation était effectuée avec soin le magnétomètre n'indiquait aucune trace de magnétisme.

Comme l'ont fait voir lord Rayleigh et d'autres expérimentateurs, l'aimantation du fer doux dans les champs faibles se complique de la présence d'un effet temporaire. Ce dernier ne peut être établi par la méthode balistique. Aussi on ne saurait employer avec sûreté la méthode balistique dans le cas où cet effet serait considérable. C'est pourquoi on a trouvé nécessaire d'étudier ce phénomène d'abord dans le cas du nickel. Une expérience préliminaire avec un dispositif analogue à celui de lord Rayleight a fait voir que l'effet temporaire dans le cas du nickel est inférieur à 1 p. 100 du magnétisme total.

Voici comment les observations ont été faites : Après avoir effectué la compensation de la bobine secondaire, la barre de nickel en essai a été établie dans la bobine d'aimantation et attachée horizontalement dans la ligne axiale de cette dernière, en ayant soin d'éviter tout déplacement latéral de la barre pendant l'application d'une tension ou d'une compression. Après avoir ensuite effectué avec soin la désaimantation de la barre, on a procédé aux mesures.

L'aimantation a été mesurée sous tension ou compression constantes. Les tensions ont toujours diminué la magnétisation, alors qu'une compression a provoqué une augmentation, ces modifications de l'aimantation étant sensiblement proportionnelles à la tension ou à la compression. Le champ le plus petit examiné par les auteurs était de 0,01 unités C. G. S., et l'intensité d'aimantation correspondante de 0,08.

L'effet d'une modification de la tension ou de la compression à champ constant a été recherché ensuite. Lorsqu'on applique d'abord une tension, la magnétisation s'accroît, et en relâchant la tension, on observe un accroissement ultérieur. L'action subséquente d'une tension produit toujours une diminution, suivie par une augmentation de l'aimantation, lorsqu'on vient à l'éliminer. L'effet d'une compression est inverse de celui d'une tension. En appliquant une compression pour la première fois, on constate une augmentation et en l'éliminant une diminution de l'aimantation, diminution presque proportionnelle à la compression, alors qu'une application ou une élimination ultérieures ont produit respectivement une augmentation ou une diminution de la magnétisation. La modification de la magnétisation est, pour une compression et pour un effet élastique de même grandeur, toujours un peu supérieur à celle d'une tension.

Les auteurs ont également étudié l'effet d'un processus cyclique, des tensions et des compressions étant appliquées alternativement ; les résultats concordaient parfaitement avec ce qu'il fallait attendre d'après les expériences précitées. L'aimantation à compression constante a ensuite été étudiée ; dans ce cas, la compression s'est accrue de 0 à 0,551 kgr par millimètre carré, pour décroître ensuite de 0,551 kgr à — 0,559 (tension), finissant par s'annuler. Ce résultat concordait parfaitement avec l'expérience précitée.

Les auteurs ont également étudié l'influence d'une tension ou d'une compression sur l'aimantation d'une barre, frappée au préalable. Bien qu'on n'ait pas constaté d'effet initial d'une tension ou d'une compression, les résultats ont été en général identiques à ceux décrits en dessus.

Ces essais ont été exécutés, quant à ce qui concerne le champ et l'effet élastique, dans des conditions identiques à celles dans lesquelles M. Heydweiller a observé le point critique de Villari. Un point critique pareil n'a pourtant pas été constaté dans tous les cas dans le nickel employé par les auteurs. Dans l'expérience de M. Heydweiller le fil en essai était d'une épaisseur de 1,5 mm et de 46 cm de longueur. Aussi le rapport de la longueur au diamètre était-il 15 fois plus grand que dans la barre employée par les auteurs. Bien que le fil ait été comprimé dans un tube de verre attaché avec soin, une tension élastique équivalant à 2,5 kgr par millimètre carré aurait dû provoquer une modification élastique permanente du fil. C'est à cette dernière qu'est dû, paraît-il, le phénomène observé par M. Heydweiller, qui dans ce cas là ne correspondrait point au point critique de M. Villari.

A. G.

Sur la force électromotrice antagoniste de l'arc électrique, par **W. Mitkievicz** (Travail présenté à la section de physique de la Société physico-chimique russe ; voir *Journ.* de la Société, t. XXXVI, No. 1b, p. 13-21).

L'auteur constate, après l'extinction de l'arc électrique la présence aux électrodes positive et négative de l'arc de forces électromotrices supérieures à 1,5 à 2 volt. Cette observation confirme l'opinion de M. Duddell sur la nature de la force électromotrice antagoniste de l'arc.

A. G.

L'action du radium sur les verres, le quartz et d'autres corps, par **N. Georgiewski** (1).

Sous l'influence des rayons de radium, les verres, ainsi que le quartz, comme on le sait, se noircissent temporairement ; la coloration ainsi produite disparaît non seulement sous l'influence d'un échauffement, mais aussi à la température ordinaire.

L'auteur a étudié par une méthode photométrique l'absorption des verres et du quartz colorés de cette manière ainsi que la diminution temporaire de cette absorption, diminution qui peut être représentée par une courbe logarithmique.

L'auteur décrit des expériences faites sur le quartz, le mica, le gypse et d'autres corps, montrant la modification des propriétés optiques que subissent ces matières sous l'influence des rayons de radium. C'est ainsi que le mica placé entre des nicols croisés accuse un changement de polarisation chromatique dans la portion soumise auparavant à l'action des rayons de radium, changement qui disparaît après que l'échantillon a été chauffé.

Le gypse et le spath d'Islande, tout en présentant une variation des propriétés optiques, ne se noircissent pas sous l'action des rayons de radium.

A. G.

L'action du radium sur les métaux, par **N. Orloff** (2).

Après avoir, en avril 1903, recouvert d'une plaque d'aluminium de 0,01 mm d'épaisseur, une capsule en ébonite, renfermant 0,03 gr de bromure de radium, l'auteur a remarqué, en ouvrant cette capsule à la surface de l'aluminium tourné vers le radium, des protubérances semblables à des petites gouttes de métal fondu, mais dont l'aspect ne différait guère de celui de la surface voisine de l'aluminium. Ces protubérances sont radio-actives et produisent une image photographique à travers le papier noir par un contact de quelques minutes ; il paraît qu'elles émettent des radiations invisibles pendant six mois sans affaiblissement sensible. L'auteur présume qu'il y a dans ce cas formation d'un alliage stable dû à l'accumulation des particules provenant des systèmes atomiques du radium, autour des noyaux légers d'aluminium. A. G.

(1) *Journal de la Société Physico-Chimique Russe*, t. XXXVI, N° 16, p. 1-7.

(2) Voir le *Journal de la Société Physico-Chimique Russe*, t. XXXVI, N° 2*b*, p. 41-46.

Expériences sur l'émanation du bromure de radium, par **M. Th. Indricson**.

Dans des expériences faites pour montrer la dispersion de l'émanation du bromure de radium l'auteur s'est servi d'un long tube dont la surface intérieure était recouverte d'une couche de blende Sidot (sulfate de zinc). Après l'avoir mis en communication avec une éprouvette contenant une solution de bromure de radium (10 mm par 10 m³ d'eau) on voit une luminescence apparaître et se propager le long du tube. En répétant les expériences de Ramsay, l'auteur constate que la raie jaune de l'hélium ne correspond pas exactement aux deux raies jaunes du spectre de l'émanation ; en effet elle se place entre ces dernières.

Après l'avoir plongé dans l'air liquide, le serpentin communiquant avec le tube d'essai, l'auteur remarque dans le spectre de l'émanation un renforcement des raies correspondantes aux raies de l'hélium, et entre les deux raies jaunes précitées apparaît une troisième correspondant exactement à la raie jaune de l'hélium. Les raies de l'hélium n'existant pas dans le spectre de l'émanation d'un tube récemment préparé, n'y apparaissent que dans la suite. En examinant les gaz libérés pendant la dissolution du bromure de radium, l'auteur constate que les raies de l'hélium n'existent pas aussi longtemps que le tube reste phosphorescent dans l'obscurité. Lorsque après 4 jours cette phosphorescence a disparu, les raies de l'hélium se présentent dans le spectre.

A. G.

(1) *Journal de la Société Physico-Chimique Russe*, t. XXXVI, N° 1*b* p. 7-13.

Le Gérant : Ch. COINTE.

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

LA RADIOACTIVITÉ DE LA MATIÈRE

IV. — Rayonnement du radium et du polonium

Avant de montrer comment l'action d'un champ magnétique sur le rayonnement des corps radioactifs a permis d'analyser ce rayonnement d'une façon complète, nous dirons quelques mots des expériences qui, dès le début de l'étude des rayons émis par le radium et par le polonium, ont mis en évidence différentes espèces de radiations.

Les premières épreuves photographiques ont montré qu'il existe une différence profonde de nature entre le rayonnement du polonium et celui du radium ; les rayons du polonium ont été en effet arrêtés par une simple feuille de papier, alors que les rayons du radium, ou du moins certains d'entre eux, se sont montrés notablement plus pénétrants (1). L'épreuve représentée figure 3 a été obtenue en déposant sur une plaque photographique, à l'intérieur de petits cylindres en papier fermés à la partie inférieure par des lames très minces d'aluminium ou de mica, des échantillons de sulfure de bismuth polonifère (activité 900) et de carbonate de baryum radifère (activité 1200). Les impressions produites par le polonium au bord des feuilles très minces de mica et d'aluminium sont très inégalement intenses et sont limitées nettement aux contours des cylindres de papier qui ont par conséquent arrêté le rayonnement. Les rayons du radium ont au contraire traversé facilement les diverses enveloppes. Si l'on répète la même expérience en interposant entre les corps et la plaque une lame épaisse d'aluminium (2 mm), le polonium ne donne plus aucune impression, tandis qu'on observe une impression intense avec le radium. L'uranium se comporte comme le radium au point de vue de la pénétrabilité du rayonnement.

(1) Henri Becquerel. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXVIII, p. 771 (27 mars 1899).

**

Hétérogénéité du rayonnement manifestée par les phénomènes de phosphorescence produits par le rayonnement des corps radioactifs (1). — Les rayons du radium et du polonium excitent la phosphorescence de certains corps et l'étude de ce phénomène a mis en

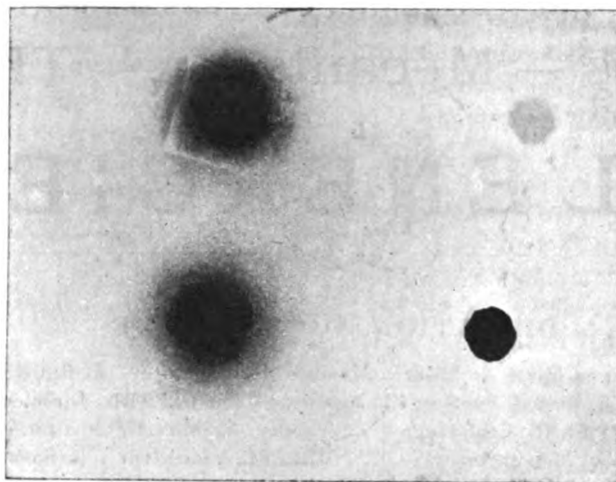


Fig. 3.

évidence l'hétérogénéité du rayonnement du radium. En effet, les mêmes écrans diminuent inégalement la phosphorescence excitée sur divers corps, comme le montre le tableau suivant :

Phosphorescence sous l'influence du rayonnement du radium.

	INTENSITÉS relatives sans écran interposé entre la source et la substance étudiée.	INTENSITÉS relatives aux travers de divers écrans, en prenant pour unité l'intensité observée sans l'interposition d'aucun écran.				
		aluminium battu	Mica ép. = 0mm025	Papier noir.	Verre ép. = 0mm140	Cuivre ép. = 0mm,09
Blende hexagonale	13,36	0,914	0,075	0,038	0,026	0,015
Platinocyanure de baryum	1,99	0,853	0,078	0,071	0,044	0,014
Diamant	1,14	0,966	0,029	0,011	0,066	0,000
Sulfate double d'uranyle et de potassium	1,00	0,996	0,417	0,387	0,241	0,117

Le diamant et la blende hexagonale sont, comme on le voit, excités par des rayons très absorbés identiques à ceux qu'émet le polonium, tandis que le sulfate double d'uranyle et de potassium est surtout rendu phosphorescent par des rayons très pénétrants.

Sous l'influence des rayons du radium, les corps phosphorescents acquièrent une persistance lumineuse considérable, aussi grande que celle qui leur est donnée par les rayons cathodiques : la phosphorescence de la fluorine, quand elle est excitée par le rayonnement du radium, reste visible pendant plus de vingt quatre heures après que

(1) Henri Becquerel, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXIX ; p. 912 (4 décembre 1899).

l'action du radium a cessé. Les rayons du radium redonnent à la fluorine la propriété d'être phosphorescente par la chaleur, comme le fait une étincelle, lorsque cette propriété a été enlevée au cristal par une calcination préalable ; le spectre d'émission obtenu alors par échauffement est identique à celui qu'on obtient quand la faculté d'être phosphorescente par la chaleur a été rendue à la fluorine par l'étincelle électrique.

L'étude des radiations nouvelles au moyen des phénomènes de phosphorescence qu'elles produisent a donc montré l'hétérogénéité du rayonnement et l'analogie d'une partie de ce rayonnement avec les rayons cathodiques.

Un phénomène de la plus haute importance, la déviation magnétique d'une partie des rayons du radium, a permis d'analyser le rayonnement d'une façon plus complète.

V. — Influence du champ magnétique sur le rayonnement des corps radioactifs Analyse du rayonnement

La déviation d'une partie du rayonnement du radium par un champ magnétique a été découverte à la fin de l'année 1899 (Giesel [1], Meyer et von Schweidler [2], H. Becquerel[3]).

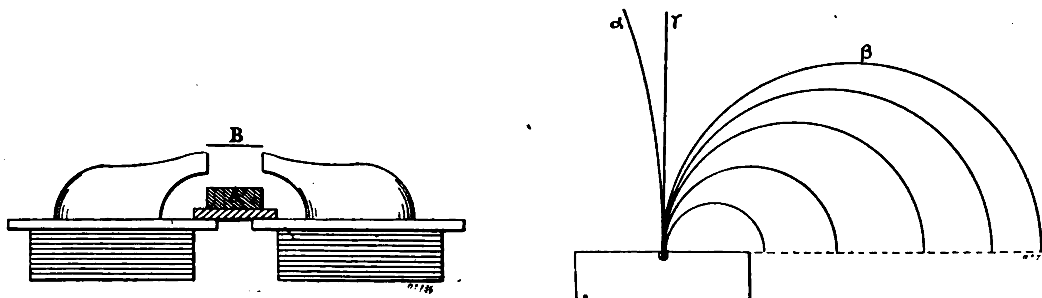


Fig. 4 et 5.

Ce phénomène peut être mis en évidence par l'expérience suivante : une petite quantité d'un sel de baryum radifère est disposé en A (fig. 4) au-dessous des armatures d'un fort électroaimant. En B est fixé un petit écran phosphorescent. La distance AB étant de quelques centimètres, la phosphorescence disparaît lorsqu'on excite l'électro-aimant.

En rapprochant l'écran de la source, on retrouve la région phosphorescente rejetée d'un seul côté et le sens du déplacement change avec le sens du courant. Si les armatures sont petites et éloignées de façon à donner lieu à un champ non uniforme, on reconnaît en déplaçant l'écran que l'action augmente au voisinage des pôles ; le rayonnement est en effet concentré sur les pôles, comme le prouve l'expérience suivante : on dispose le sel de radium près du centre d'une des surfaces polaires, puis contre l'autre pôle, on place un écran fluorescent. Tant que l'électro-aimant n'est pas excité, on constate sur l'écran une large tache lumineuse, mais dès qu'on soumet la substance à l'action du champ magnétique, la tache augmente d'intensité et se rétrécit de manière à se limiter au contour de la pièce polaire que la lueur dépasse à peine. L'effet est le même si l'on change le sens de l'aimantation. En remplaçant l'écran par une plaque photographique, on enregistre le phénomène.

---

(1) Giesel. *Wien Ann.*, Bd. LXIX, s. 834, 1899 (31 octobre).

(2) Meyer et von Schweidler *Akad. Anzeiger Wien*, n° 22 (3 nov.), 23 (9 nov.), 1899; *Physical. Zeitschrift*, t. I, p. 90 et 113.

(3) H. Becquerel. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXIX, p. 996 (11 déc. 1899).

Le rayonnement se comporte comme le font les rayons cathodiques dans l'expérience de M. Birkeland.

Hétérogénéité du rayonnement des corps radioactifs. — On reconnut bientôt que la déviation magnétique, telle qu'elle avait été observée dans les expériences que nous venons de décrire, n'est pas un phénomène général [1]. On n'observa en effet aucune influence appréciable du champ magnétique sur le rayonnement du polonium. Cependant le polonium étudié par M. Giesel a émis des rayons très déviables, mais seulement lorsqu'il était récemment préparé. Aucune des préparations de polonium faites par M. et Mme Curie n'a présenté cette propriété.

M. et Mme Curie [2] ont étudié l'action magnétique par la méthode électrique au moyen du dispositif suivant. La matière active était placée entre les deux armatures d'un électro-aimant, au fond d'une rainure profonde formée par des lames de plomb épaisses. Le rayonnement sortant de cette rainure passait entre les plateaux d'un condensateur; l'un de ces plateaux était maintenu au potentiel de 500 volts et l'autre était relié à un électromètre ; la rainure et les plateaux étaient parallèles au champ magnétique. Le rayonnement établissait un courant entre les plateaux, mais s'il venait à être dévié il ne pénétrait plus dans le condensateur et le courant était annulé.

Lorsqu'on excitait l'électro-aimant, si la source était éloignée de la base du condensateur de moins de 4 cm avec le polonium et de moins de 6 cm avec le radium, on observait l'effet d'une partie du rayonnement qui semble insensible au champ magnétique. Pour des distances plus considérables ces rayons sont absorbés par l'air, mais avec le radium il subsiste une partie pénétrante qui est déviée en totalité par le champ magnétique.

Ces expériences ont ainsi mis en évidence l'hétérogénéité du rayonnement du radium et la différence profonde qui existe entre ce rayonnement et celui du polonium. Tandis que les rayons du polonium ne semblent pas déviés, le rayonnement du radium est formé d'une partie déviée dans le sens des rayons cathodiques, et d'une partie qui à première vue ne semble pas déviée, M. Rutherford a montré récemment qu'une partie de ces rayons réputés d'abord non déviables est en réalité déviée en sens contraire des rayons cathodiques. De la sorte, le rayonnement du radium comprend trois types de radiations (fig. 5).

1° Les rayons α (Rutherford) très faiblement déviables par un champ magnétique en sens contraire des rayons cathodiques, c'est-à-dire à gauche du champ (à droite pour un observateur qui regarde le pôle +).

Ils constituent les rayons très peu pénétrants du polonium.

2° Les rayons β fortement déviables dans le sens des rayons cathodiques. Ils présentent les propriétés de ces derniers.

3° Les rayons γ, non déviables et très pénétrants, qui semblent, comme nous le verrons, identiques aux rayons X.

La photographie montre très nettement l'existence des rayons déviables β et du groupe des rayons α et γ. La figure 6 représente une épreuve photographique obtenue de la manière suivante (H. Becquerel). Une petite quantité d'un sel de radium est placée dans une rainure pratiquée dans un petit bloc de plomb. La fente est limitée par deux bandes de verre qui laissent passer un pinceau de rayons. On arrête les rayons lumineux, qui

(1) Henri Becquerel. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXIX, p. 1205 (26 décembre 1899).

(2) P. Curie. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXX, p. 73 (8 janvier 1900).

agiraient sur la plaque, en recouvrant la matière active d'une feuille d'aluminium très mince, d'un centième de millimètre seulement d'épaisseur.

On place le bloc de plomb entre les pôles d'un électro-aimant que l'on excite et on dispose une plaque photographique au-dessous de la fente en l'inclinant de manière à couper le pinceau de rayons. On voit sur l'épreuve que les rayons α et γ se séparent nettement des rayons β et donnent une impression intense. Si l'on remplace la feuille très mince d'aluminium qui recouvre la plaque par une feuille d'aluminium épaisse, par exemple d'un dixième de millimètre, ou par du papier, les rayons α peu pénétrants sont arrêtés et la partie fortement déviable apparaît seule (fig. 7). Dans cette expérience la pose a été trop courte pour que les rayons γ aient pu donner une impression sur la plaque.

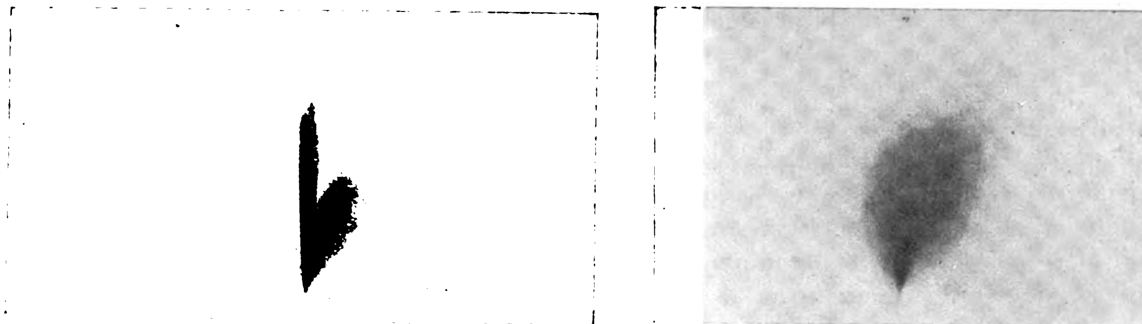


Fig. 6 et 7.

La même expérience a permis d'analyser le rayonnement de l'uranium (1). L'épreuve représentée (fig. 8) a été obtenue en plaçant l'uranium et la plaque photographique dans un tube de verre où le vide fut fait aussi parfaitement que possible. La pose dura quarante trois jours et l'on peut constater qu'il n'y a pas trace d'impression par des rayons α. On peut donc conclure à l'absence ou tout au moins à la très faible proportion, dans le rayonnement de l'uranium, de rayons de cette nature.

Le thorium a manifesté les trois espèces de rayons.

Quant au polonium, nous avons dit qu'il n'émet pas de rayons β.

VI. — Etude des rayons β

Trajectoire des rayons β dans un champ magnétique. — Les rayons β manifestent les propriétés des rayons cathodiques. Nous supposerons donc qu'ils sont constitués par un flux de particules matérielles électrisées et nous verrons que l'expérience verifie les conclusions déduites de cet hypothèse.

Imaginons une particule matérielle de masse m, transportant dans un champ magnétique uniforme H une charge négative e avec une vitesse v dans une direction faisant un angle α avec la direction du champ. On démontre que la particule décrit une hélice enroulée sur un cylindre ayant son axe parallèle au champ, tangent à l'élément de trajectoire au départ, et dont le rayon est donné par l'expression :

$$R' = \frac{mV}{He} \sin \alpha$$

(1) H. Becquerel. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXIV, p. 208 (27 janvier 1902) et t. CXXXIV, p. 981 (27 avril 1903).

pour un observateur supposé placé de manière à voir le rayon s'éloigner de lui, l'hélice s'enroule dans le sens des aiguilles d'une montre si la propagation a lieu dans le sens du champ, et en sens inverse si la propagation a lieu dans le sens contraire.

Si la trajectoire est normale au champ, la particule décrit dans un plan normal au champ une circonférence de rayon

$$R = \frac{mV}{He}$$

et cette circonférence la ramène au point de départ.

On démontre aisément que les trajectoires de toutes les particules émises dans le plan xy (fig. 9), la direction du champ étant ox, coupent le plan xy sur l'ellipse dont les demi-axes sont $2R$ et πR.



Fig. 8.

Dans le cas d'un champ non uniforme, produit par exemple au moyen d'un électro-aimant dont les armatures sont petites et éloignées l'une de l'autre, les trajectoires sont des hélices enroulées sur un cône ayant pour sommet l'un ou l'autre des pôles en question (M. Poincaré). L'expérience dont nous avons parlé plus haut, montrant la concentration du rayonnement déviable du radium sur les pôles est conforme à cette conclusion.

La figure 10 nous montre une impression dont la limite du côté de la source affecte très sensiblement la forme théorique d'arcs d'ellipse dont les axes sont dans le rapport de 2 à π. Elle a été réalisée de la manière suivante (H. Becquerel) : une petite plaque photographique a été placée entre les pôles d'un électro-aimant horizontalement et parallèlement au champ. Sur la plaque était posée une petite cuve de plomb contenant la matière active rassemblée dans un trou percé dans une carte, et recouverte d'une très mince feuille d'aluminium. En excitant l'électro-aimant, on ramena le rayonnement sur la plaque et on impressionna celle-ci d'un côté de la source ; on obtint l'arc d'ellipse symétrique du premier en renversant le sens du courant dans l'électro-aimant.

L'expérience suivante montre que, conformément à l'hypothèse d'un flux de particules électrisées, les rayons qui se propagent normalement au champ magnétique décrivent des trajectoires qui les ramènent au point d'émission.

On dispose horizontalement dans le champ magnétique une plaque photographique dont la gélatine a été tournée en dessous. Sur la face supérieure de la plaque on dispose, très près du bord et au milieu du champ, une lame de plomb sur laquelle on place une petite cuve de plomb contenant quelques grains d'un sel de radium et formant une source de très petit diamètre. On excite l'électro-aimant dans le sens convenable pour rejeter le rayonnement en dehors de la plaque. Il se produit au-dessous de la source une impression due au rayonnement qui y est ramené. Divers écrans disposés en différents points sur le trajet circulaire des rayons forment leur ombre sous la plaque, montrant que les rayons normaux sont ramenés sous la source et que les rayons obliques

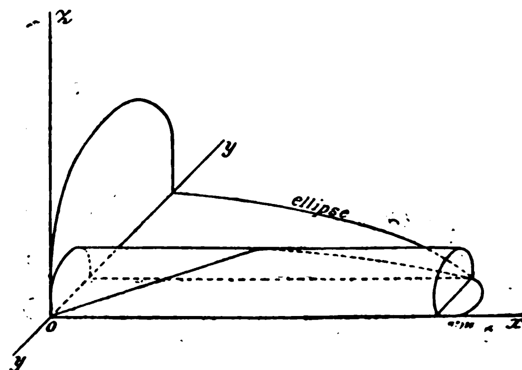


Fig. 9.

dans le plan perpendiculaire au champ sont ramenés sur l'axe du champ passant par la source.

Tous ces résultats sont conformes à l'assimilation des rayons β aux rayons cathodiques et peuvent s'expliquer en considérant le rayonnement comme formé par des masses chargées d'électricité négative transportées dans un champ magnétique avec une grande vitesse.

Dispersion et analyse des rayons β. — Nous avons vu que si le rayonnement était homogène, c'est-à-dire formé d'un flux de particules électrisées ayant toutes même masse, même charge et même vitesse, l'impression produite sur une plaque photographique parallèle au champ, par les rayons émis dans un plan parallèle au champ et normal à la plaque, serait une ellipse. Quant aux rayons émis en dehors de ce plan, leurs trajectoires couperaient la plaque à l'intérieur de l'ellipse. On obtiendrait donc une impression limitée extérieurement d'une façon très nette suivant des arcs d'ellipse et diffusée à l'intérieur de l'ellipse du côté de la source.

Or si l'on se reporte à la figure 10 qui représente l'épreuve obtenue, on remarque que les arcs d'ellipse, au lieu de présenter un maximum d'impression très nettement limité vers l'extérieur, sont, au contraire, très diffusés du côté opposé à la source, et si l'on fait croître la valeur du rayon de courbure en diminuant le champ magnétique, la diffusion augmente au point de couvrir la plaque sur tout un côté.



Fig. 10.

Nous devons conclure de ce fait que le rayonnement est composé de radiations inégalement déviées. Dans l'expérience précédente, l'arc d'ellipse bien nettement limité du côté de la source est dû, comme on le verra, aux rayons les moins pénétrants parmi les rayons capables de traverser le papier noir et qui correspondent tous à une valeur de R bien déterminée.

La dispersion des rayons β inégalement déviables par un champ magnétique permet alors d'analyser le rayonnement, de même que la dispersion des rayons lumineux, inégalement réfrangibles par un prisme permet d'analyser la lumière.

La figure 11 met en évidence de véritables spectres d'absorption obtenus en plaçant sur le trajet du faisceau dévié des bandes de papier noir, d'aluminium de 0,1 mm d'épaisseur, et de platine de 0,3 mm d'épaisseur, formant des écrans absorbants. La source était constituée par quelques grains de chlorure de radium réunis dans un trou percé dans une carte placée sur une petite plaque en plomb. On observe qu'en rencontrant les écrans, une partie seulement du rayonnement dévié les traverse : les rayons les plus déviables sont arrêtés, d'autres donnent une impression sous les écrans en sortant de ceux-ci et enfin les rayons les plus déviables traversent les écrans et la plaque sans donner d'impression intense.

Nous verrons plus loin que les impressions ainsi obtenues sous les différentes lames sont dues à des rayons secondaires provoqués à la sortie des écrans par les rayons β partiellement absorbés. Ces rayons secondaires se substituent aux rayons arrêtés par l'écran et si celui-ci est assez près de la source, leur intensité est telle qu'ils ne paraissent pas différer des rayons qui seraient issus de la source et auraient été transmis sans absorption.

Il est à remarquer que l'impression de la source au travers de 1 mm de plomb au-dessous de la plaque est très intense et plus large que la source. Cette action est due à un phénomène secondaire sur lequel nous reviendrons.

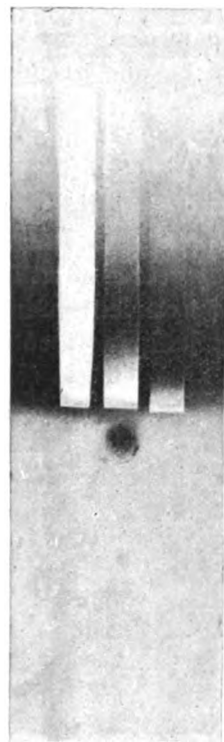


Fig. 11.

La mesure du rayon R des trajectoires normales au champ présente une grande importance. On a en effet la relation :

$$RH = \frac{e}{m} V$$

D'autre part nous verrons que la déviation des rayons β dans un champ électrique donne une autre relation entre $\frac{m}{e}$ et v. On peut, par suite, pour chacune des trajectoires calculer le rapport de la masse à la charge et la vitesse de propagation. L'épreuve représentée figure 11 ne permet pas cette mesure des rayons des trajectoires circulaires car plusieurs radiations émises sous des angles différents et pour lesquelles les valeurs de R sont différentes viennent impressionner la plaque au même point. Il faut donc obtenir un *spectre pur*, c'est-à-dire tel que chaque point de la plaque photographique soit impressionné par un seul rayon que l'on caractérise alors par la valeur du produit RH.

Pour obtenir un spectre pur, on peut obliger toutes les trajectoires issues d'une source ponctuelle à passer par un même trou percé dans un écran ; par la source et le trou il ne passe qu'une circonférence de rayon déterminé, et le rayon R de cette circonférence est défini sans ambiguïté par le point d'arrivée sur la plaque. Chaque point ne correspond ainsi qu'à une seule trajectoire circulaire. La figure 12 représente la trace d'un spectre pur sur une plaque photographique couverte de divers écrans. La cuve était recouverte d'une gouttière en plomb dans laquelle était percé un trou de 1 mm de diamètre au-dessous de la source. Sous la gouttière les rayons secondaires émis par le plomb ont donné une impression intense.

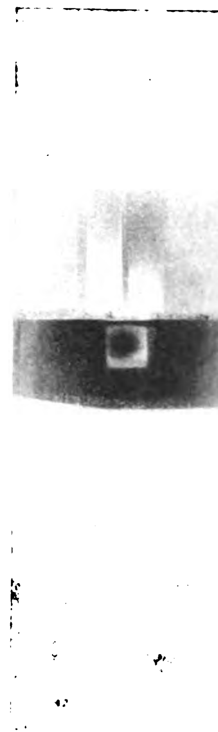


Fig. 12.

Cette manière d'opérer est celle qu'on réalise le plus facilement, mais on obtient des résultats beaucoup plus précis au moyen de la méthode suivante [1].

On dispose la matière active au fond d'une rainure étroite creusée dans un petit bloc de plomb, de manière à obtenir un faisceau vertical très mince issu d'une source linéaire de quelques millimètres de longueur ; ce système est placé dans un champ magnétique uniforme, la source étant horizontale et parallèle au champ. Comme la pose doit être longue, le champ est produit par des aimants.

Afin d'éviter la lumière émise par les sels de radium, on recouvre la source d'une lame mince d'aluminium.

[1] Henri Becquerel. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXII, p. 736 (25 mars 1901) et p. 1286 (3 juin 1901).

On dispose au-dessus de la source une plaque photographique verticale perpendiculaire au champ, et coupant le faisceau dévié sous une incidence presque rasante. Les rayons très obliques qui atteignent ainsi la plaque donnent sur celle-ci une impression qui diffère très peu de la trajectoire réelle d'un rayon issu normalement au champ. Sur la plaque photographique on applique un premier écran de plomb percé de petites fentes normales à la plaque. Ces fentes laissent passer des portions de *spectres purs* et si, sur le trajet de ceux-ci, on dispose un second écran percé de fentes, chacune de ces fentes isole un faisceau circulaire dont le rayon est déterminé par les pieds des deux fentes et l'intersection du plan de la plaque avec la source linéaire. Sur le trajet des *rayons simples* ainsi isolés on dispose des matières transparentes dans lesquelles on peut suivre les trajectoires des divers rayons.

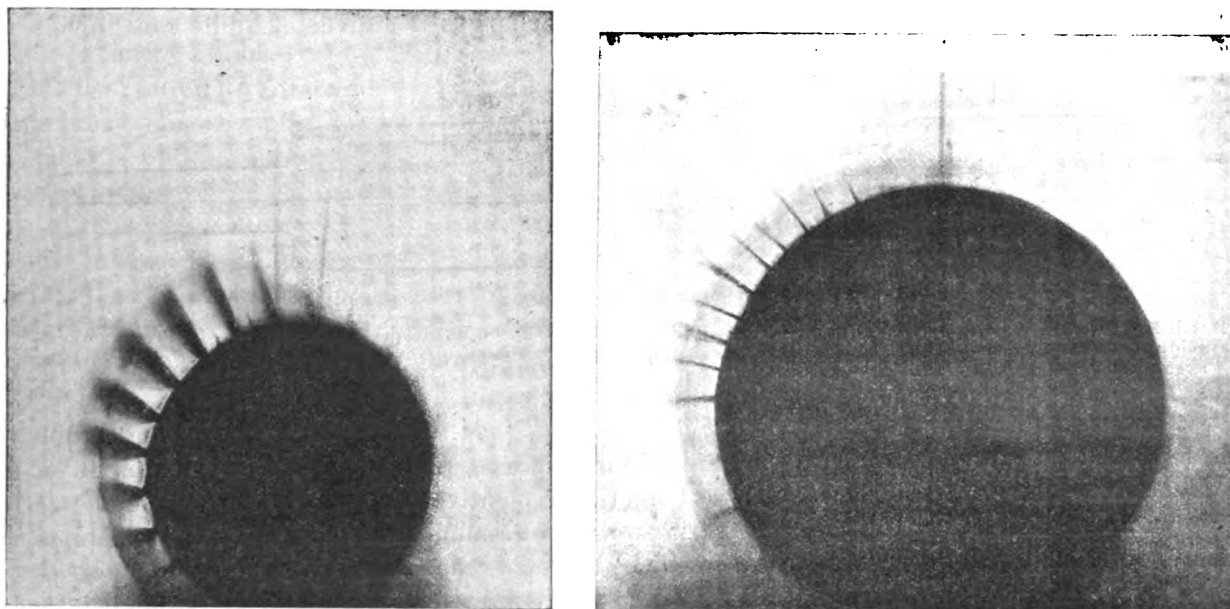


Fig. 13 et 14.

Une des épreuves les plus intéressantes est représentée figure 13. Elle a été obtenue en plaçant au delà d'une seule série d'ouvertures, qui donnent lieu à des fragments de spectres, une lame d'aluminium de 0,1 mm d'épaisseur. L'épreuve montre d'abord, par les ouvertures où passent des rayons γ non déviables, qu'il y a discontinuité entre ces rayons et les rayons β. Ces deux espèces de rayons sont donc de nature essentiellement différente. On voit que les rayons les moins déviés traversent la lame d'aluminium comme si celle-ci n'existait pas; les rayons moyennement déviés donnent à la sortie des rayons secondaires dont l'effet s'ajoute ou se substitue à celui des rayons incidents ; les rayons les plus déviés ne traversent pas l'aluminium mais provoquent sur la face d'entrée des rayons secondaires intenses.

Cette épreuve s'est prêtée à des déterminations numériques. Le champ uniforme de l'aimant était de 859 unités C.G.S. et le produit RH a varié de 10000 à 600. Les rayons limites donnant à la sortie de l'aluminium une impression intense sont caractérisés, pour les moins déviables par

$$RH = 3\,500$$

et pour les plus déviables, par

$$RH = 1\,500$$

...

La figure 14 met en évidence les rayons simples, sortant d'une deuxième série d'ouvertures. Il peut arriver que la combinaison des ouvertures deux à deux donne naissance à plusieurs rayons simples différents sortant de la même fente. Ces dispositions ont permis de suivre les trajectoires à l'intérieur de différents corps (paraffine, verre, etc.).

En résumé cette méthode montre tous les phénomènes intéressants produits par le rayonnement : spectres formés par les rayons β ; discontinuité entre les rayons β et les rayons γ ; pénétrabilité différente au travers de diverses substances des rayons β plus ou moins déviables, phénomènes secondaires produits par le rayonnement.

La mesure des rayons de courbure des trajectoires des rayons β dans un champ magnétique a conduit à des valeurs tout à fait du même ordre de grandeur que celles qui avaient été observées pour les rayons cathodiques. Pour identifier les rayons β à des rayons cathodiques, il restait à démontrer qu'ils transportent des charges négatives et qu'ils sont déviés dans un champ électrique.

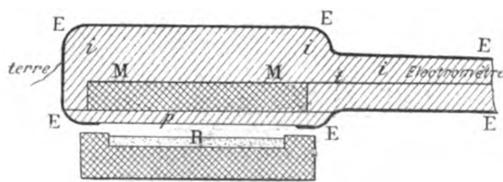


Fig. 15.

R, sel de radium ; — M, disque conducteur ; — E, enveloppe métallique en communication électrique avec la terre ; — *p*, lame isolante ; — *i*, isolant.

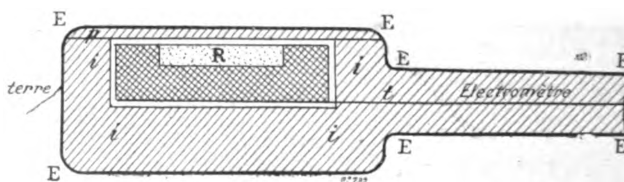


Fig. 16

R, sel de radium ; — M, disque conducteur ; — E, enveloppe métallique en communication électrique avec la terre ; — *p*, lame isolante ; — *i*, isolant.

Transport de charges électriques par les rayons β. — M. et Mme Curie [1] ont montré que le rayonnement du radium charge négativement les corps qui reçoivent le rayonnement et qu'en même temps le radium se charge d'électricité positive. Ce phénomène ne peut être constaté que si tous les conducteurs et la source elle-même sont entourés d'enveloppes isolantes, sinon l'air ionisé dissiperait les charges recherchées.

On expose au rayonnement du radium un disque conducteur relié à un électromètre. Le disque et les fils sont entourés d'une couche isolante (paraffine ou ébonite), recouverte elle-même d'une enveloppe métallique en communication avec la terre (fig. 15). Sur la face du disque exposée au rayonnement, la couche très mince de paraffine est recouverte d'une feuille d'aluminium de 0,01 mm d'épaisseur.

Les rayons β du radium traversent l'aluminium et la paraffine, et le disque devient le siège d'un dégagement continu et constant d'électricité négative que les auteurs mesurent avec un quartz piézo-électrique. Le courant obtenu avec du chlorure de radium très actif formant une couche de 2,5 cm^2 de surface et 0,2 cm d'épaisseur est seulement de l'ordre de 10^{-11} ampères.

L'expérience inverse a été réalisée en enfermant au milieu de la matière isolante l'auge en plomb contenant le radium. L'auge était en relation avec l'électromètre et le tout était enveloppé par une enceinte métallique reliée à la terre (fig. 16). Dans ces conditions les rayons β emportent les charges négatives et la cuve prend une charge positive égale en grandeur à la charge négative de la première expérience.

Un morceau de radium isolé électriquement d'une façon parfaite se chargerait jusqu'à ce que la différence de potentiel avec les corps environnants devienne suffisante pour

[1] M. et Mme Curie. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXX, p. 640 (5 mars 1900).

empêcher l'éloignement des particules électrisées émises, et amener leur retour à la source. Théoriquement ce potentiel serait extrêmement élevé : dans la réalité, un sel de radium enfermé dans un tube scellé se charge d'électricité positive et en l'ouvrant, on peut observer une petite étincelle. Quelquefois la charge intérieure peut provoquer une étincelle qui perce le tube.

Déviation des rayons β dans un champ électrique.— La déviation électrique des rayons β a été observée par M. Henri Becquerel [1]. L'assimilation des rayons β aux rayons cathodiques avait permis de prévoir la grandeur de la déviation et l'expérience fut conforme à la prévision. La méthode employée pour mesurer cette déviation consistait à faire passer un faisceau plan entre deux plateaux électrisés parallèlement à ces plateaux; mais comme à la distance de quelques centimètres qui sépare la source radiante de la plaque, l'impression devient diffuse, par suite de la dispersion du faisceau, on a substitué à l'observation de la trace du faisceau l'observation de l'ombre d'un écran disposé dans l'axe du faisceau plan primitif, normalement à la plaque photographique et au champ électrique, et allant de la plaque à la source linéaire. Cette source était formée d'une petite quantité de radium déposé dans une rainure profonde à l'intérieur d'un petit bloc de plomb. En couvrant alternativement une moitié de la plaque, on pouvait obtenir sur celle-ci deux impressions correspondant au renversement du champ électrique. L'épreuve ci-contre (fig. 17) est relative à un champ de 10200 volts entre les plateaux écartés de 1 cm, elle montre deux bandes claires décalées l'une par rapport à l'autre, images de l'ombre projetée par l'écran dans deux sens opposés à partir d'une origine commune.

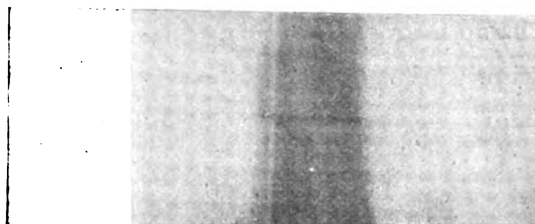


Fig. 17.

Trajectoire d'une particule électrisée dans un champ électrique. — Supposons qu'une masse m transporte une charge e avec une vitesse v dans un champ électrique d'intensité F; soit α l'angle de la vitesse avec la direction du champ; supposons que le champ soit parallèle à ox et que la masse ait une vitesse initiale v_0 dans le plan des xz. L'accélération étant constante, dirigée suivant ox et égale à $\frac{eF}{m}$ les équations du mouvement sont les suivantes :

$$z = v_0 t \sin \alpha$$

$$x = \frac{1}{2} \frac{eF}{m} t^2 + v_0 t \cos \alpha$$

En éliminant t entre ces deux équations, on obtient l'équation d'une parabole. Dans le cas de l'expérience précédemment décrite $\alpha = 90°$, et l'équation de la parabole devient :

$$z^2 = 2 \frac{m V_0^2}{e F} x$$

La mesure du paramètre p de cette parabole combinée avec celle du produit RH, R étant le rayon de courbure de la trajectoire dans un champ magnétique H, permet de déterminer la vitesse v_0 et le rapport $\frac{m}{e}$ de la masse à la charge. En effet des équations sui-

[1] Henri Becquerel. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXX, p. 206 (29 janvier 1900) et t. CXXX, p. 809 (26 mars 1900).

vantes :

$$p = \frac{m}{e} \frac{V_0^2}{F}$$

$$RH = \frac{m}{e} V_0$$

on déduit

$$V_0 = \frac{pF}{RH}$$

et

$$\frac{m}{e} = \frac{R^2 H^2}{pF}$$

Dans les expériences que nous avons rapportées plus haut, il était difficile de mesurer la déviation électrique correspondant à une valeur déterminée du produit RH dans le champ magnétique. On parvint néanmoins à mesurer approximativement la déviation électrique correspondant à la radiation pour laquelle $RH = 1791$; les valeurs de v et de $\frac{e}{m}$ trouvées pour ce rayon sont les suivantes :

$$v = 2{,}37 . 10^{10} \qquad \frac{e}{m} = 1{,}32\ 10^7$$

Ces chiffres, quoique seulement approchés, établissent l'identité de nature entre les rayons β et les rayons cathodiques (H. Becquerel).

Il était nécessaire de mesurer avec une grande précision les déviations électriques et magnétiques des divers rayons qui composent le faisceau β. En effet, comme le produit $RH = \frac{m}{e} V$ est très variable d'une radiation à l'autre, il est important de savoir si les facteurs $\frac{m}{e}$ et V sont variables tous les deux, ou si un seul des deux varie. Certains physiciens ont pensé que le rapport $\frac{m}{e}$ était peut-être constant ou du moins peu variable et cette opinion était basée sur ce fait que toutes les expériences réalisées jusqu'alors sur les rayons cathodiques conduisaient à des valeurs de $\frac{m}{e}$ peu différentes : mais s'il en était ainsi la vitesse des rayons peu déviables atteindrait le triple de la vitesse de la lumière. Comme d'autres physiciens pensent que la vitesse d'une particule électrisée ne peut dépasser la vitesse de propagation des perturbations électro-magnétiques, il s'en suivrait que les quantités $\frac{m}{e}$ et V devaient varier toutes les deux. L'expérience seule pouvait nous renseigner sur ce point fondamental.

M. Kaufmann [1] exécuta des expériences très précises et mesura, pour des radiations bien définies, les deux déviations électrique et magnétique.

Un champ électrique produit dans le vide et superposé à un champ magnétique parallèle était traversé par le rayonnement issu d'un grain de matière active. Le faisceau, limité par un trou étroit au sortir du champ électrique tombait sur une plaque enveloppée d'une mince feuille d'aluminium. Au bout d'environ deux jours on changeait le sens du champ électrique et on laissait la pose se prolonger pendant une période de temps égale à la première. On obtint deux courbes symétriques par rapport à la déviation magnétique et leur distance donna le double de la déviation électrique. On mesure ainsi simultanément

(1) KAUFMANN, *Phys. Zeitschr.*, t. II, s. 602 (28 juin 1901).

les déviations électriques et magnétiques de tous les rayons dont est composé le faisceau dispersé β.

La figure 18 est la reproduction exacte en vraie grandeur d'une épreuve ainsi obtenue par M. Kaufmann dans un champ magnétique de 200 unités C. G.S. et ouehu mp électrique voisin de 5, 2 10^{12}.

L'expérience a prouvé que $\frac{e}{m}$ et V, varient tous les deux. M. Kaufmann a trouvé que pour les produits RH compris entre 1764 et 4197, le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge à la masse, varie de 1, 291.10^7 à 0,695 10^7 et la vitesse v de 2,278 10^{10} à 2.917 10^{10}. On voit que le rapport $\frac{e}{m}$ calculé par les formules de la théorie balistique est fonction de la vitesse v; il varie beaucoup plus vite que cette vitesse, et d'autant plus rapidement que celle-ci est plus voisine de la vitesse de la lumière.

Si l'on admet, comme il résulte des vues suggérées par l'étude des phénomènes d'ionisation, que la charge e est constante, on doit conclure que la masse est fonction de la vitesse. Si la vitesse est faible, cette masse est environ deux mille fois plus petite que la masse de l'atome d'hydrogène. La variation de la masse avec la vitesse conduit à penser que la masse calculée m n'est peut-être pas en totalité une masse matérielle telle que les masses envisagées en mécanique, et qu'elle doit résulter en partie de phénomènes d'ordre électromatique. Les idées développées en particulier par M. Abraham permettent de considérer une charge en mouvement comme douée d'une sorte d'inertie particulière de nature électromagnétique; la masse apparente qui correspond à ce phénomène est fonction de la vitesse et grandit indéfiniment lorsque la vitesse tend vers la vitesse de la lumière. En appliquant les formules de M. Abraham à ses expériences, qui supposent la masse entièrement de nature électromagnétique, M. Kaufmann a reconnu que les déviations magnétiques et électriques calculées présentent peu de différence avec les nombres observés, et il croit pouvoir en conclure que la masse des électrons est de nature électromagnétique. On voit tout l'intérêt de cette conception qui nous permet d'envisager la matière à un point de vue nouveau.

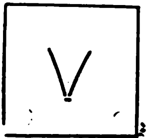


Fig. 18.

(*à suivre.*)

Jean BECQUEREL.

RÉSULTATS D'EXPÉRIENCES

SUR LES MOTEURS MONOPHASÉS A RÉPULSION

D'APRÈS M. W. SLICHTER (1)

Des résultats d'expériences très intéressants sur les moteurs à répulsion de construction moderne, exécutés par la General Electric C°, ont été publiés récemment par M. W. Slichter àqui nous les empruntons. La figure 1 représente les courbes de fonctionnement

(1) *American Institute of Electrical Engineers,* 29 janvier 1904

d'un moteur à répulsion de 60 chevaux, bobiné pour 500 volts et 25 périodes. Ce moteur démarre sous un voltage égal à 75 p. 100 de la tension normale et un courant double du courant de pleine charge sans donner lieu à des étincelles destructives, le courant normal produit une élévation de 75° centigrades après une heure de marche. Ce moteur supporte les surcharges avec une facilité égale et même supérieure à celle d'un moteur-série à cou-

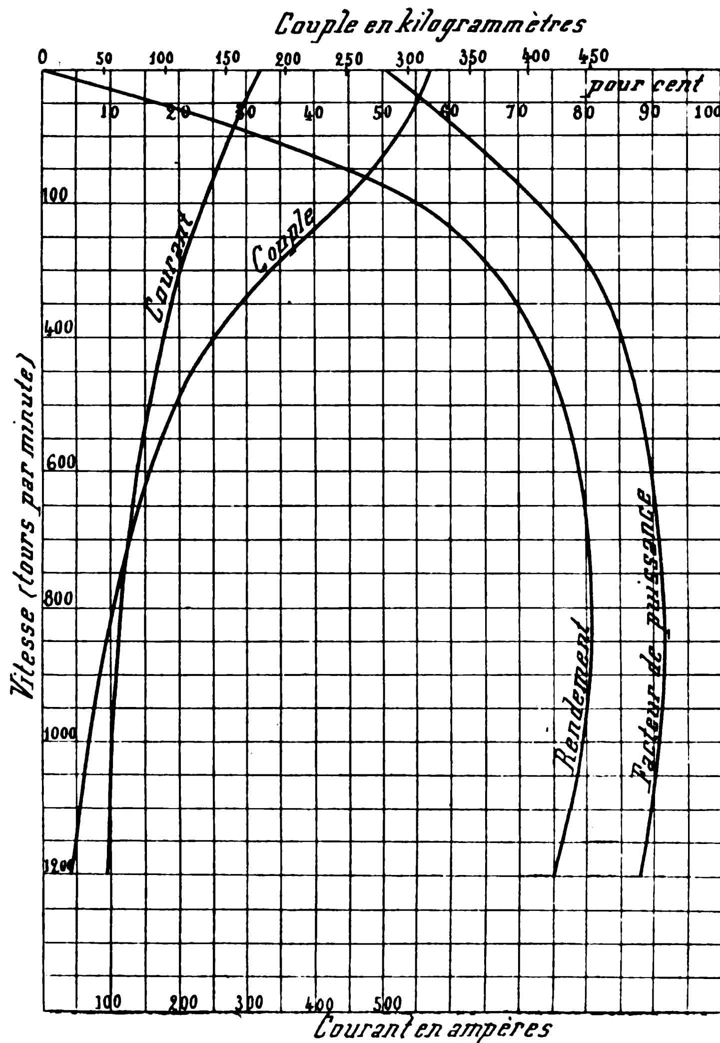


Fig. 1.

rant continu, le commutateur mis en court-circuit par les balais ne pouvant donner lieu à des coups de feu comme celui d'un moteur à courant continu à 500 volts. Ce moteur a été établi en vue d'un service de traction électrique, et les courbes ont été établies en conséquence de façon à indiquer les couples, les courants et les rendements en fonction des vitesses ; on y a ajouté le facteur de puissance. On voit que celui-ci augmente rapidement à partir du démarrage et dépasse 90 p. 100 aux environs de la pleine charge. Le couple, au démarrage, est très élevé et atteint 320 kgm avec une dépense de courant de 325 ampères, et le couple normal pendant la période d'accélération 62 kgm à 750 tours et 125 ampères;

le couple de démarrage est donc cinq fois plus fort que le couple normal, et le courant n'est augmenté que dans le rapport 2,6, de sorte que le couple par ampère au démarrage peut être rendu presque double de la valeur normale. Il en résulte que les courbes du moteur en fonction des vitesses ont une très grande inclinaison.

Les mêmes caractères sont mis encore mieux en évidence par les courbes de la figure 2 qui se rapportent à un moteur à répulsion, de construction plus récente, construit spécialement en vue d'un travail d'accélération. Ces courbes se rapportent au courant porté en

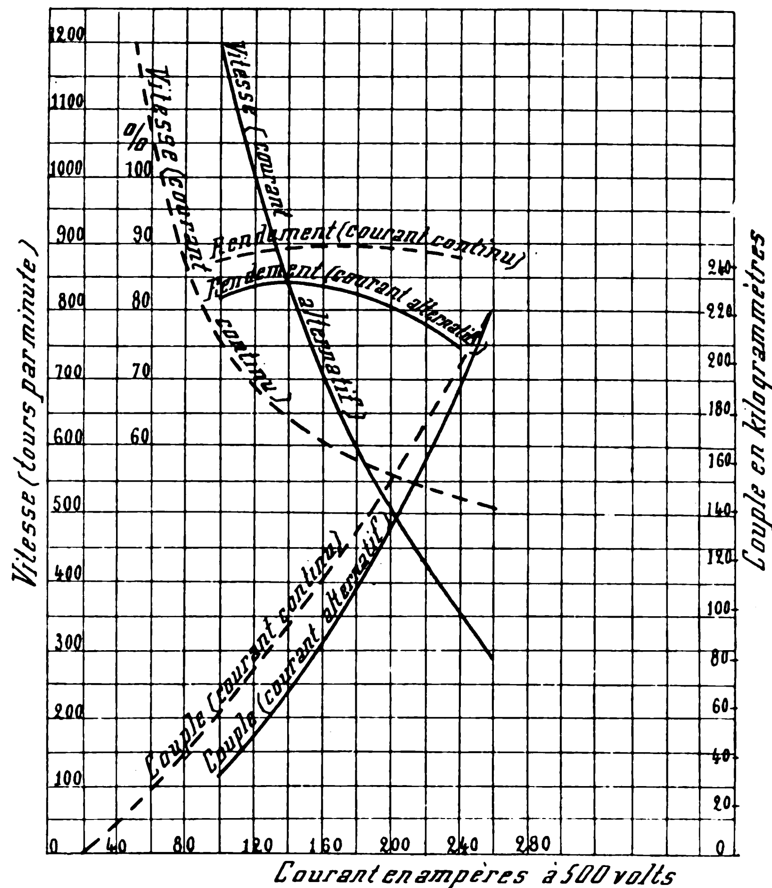


Fig. 2.

abscisse suivant les usages ordinaires pour les moteurs de traction. Les courbes d'un moteur à courant continu, tracées en pointillé sur la même figure, montrent que le couple croît plus rapidement avec le courant dans le moteur à répulsion que dans le moteur-série, et inversement, que la vitesse du moteur à répulsion croît plus vite quand le courant décroît que dans le moteur série. Le rendement, comprenant les pertes dans les engrenages, atteint 84 p. 100 au plus pour le courant alternatif et présente à ce point de vue une certaine infériorité par rapport au courant continu.

Mais pour un service de traction à arrêts fréquents, le rendement du moteur alternatif l'emporte de beaucoup, grâce à la suppression de l'emploi des résistances pendant la mise en marche; celle-ci s'opérant uniquement par la variation de la force électromotrice appliquée au moyen d'un transformateur à coefficient de transformation variable. C'est ce que

mettent en évidence les courbes expérimentales de la figure 3 qui se rapportent à l'accélération d'une voiture de 25 tonnes munie de deux moteurs de 60 chevaux à répulsion ; les courbes en traits pleins définissent les consommations d'énergie, les vitesses et les parcours en fonction du temps pour l'équipement à courant alternatif, les courbes en traits pointillés représentent les mêmes variables pour un équipement à courant continu. Le rapport de réduction des engrenages est le même pour les deux équipements, la vitesse maxima atteinte étant aussi la même, soit 53 km à l'heure, l'accélération moyenne est la même ainsi que le parcours réalisé en 60 secondes. Pour le courant continu ces courbes sont données d'après des calculs, tandis que pour le courant alternatif elles résultent directement de l'expérience. Les moteurs à répulsion ne sont soumis à l'action du régulateur que pendant 16 secondes, tandis que les moteurs à courant continu le sont pendant

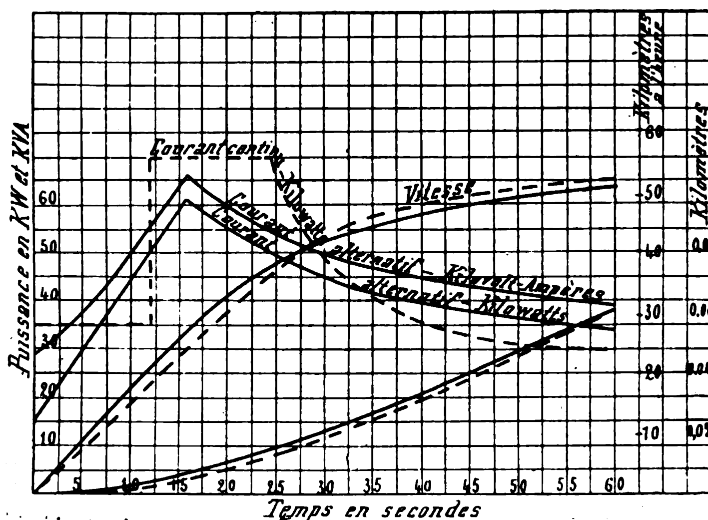


Fig. 3.

25 secondes ; la puissance maxima consommée par le moteur à courant continu est 70 kilowatts au lieu de 61 kilowatts (67 kilovolts-ampères) pour le moteur à répulsion. A la fin des 25 secondes on constate une dépense en kilowatts-heure de 0,375 pour le courant continu et 0,300 pour le courant alternatif. Au bout des 60 secondes, les deux voitures ont réalisé un parcours de 0,024 km et atteint pratiquement la même vitesse de 52,5 km à l'heure avec une dépense de 0,72 kilowatt pour le courant continu et seulement 0,685 pour le courant alternatif. Ces chiffres résultent du planimétrage des courbes et font ressortir l'avantage du courant alternatif. On doit remarquer aussi que pour le courant alternatif la puissance apparente consommée est minima au démarrage (kilovolts-ampères) et comme c'est à ce moment que le facteur de puissance est le plus bas, on voit que les inconvénients du décalage sont plus apparents que réels.

Enfin, la figure 4 représente les caractéristiques d'un moteur à répulsion de 175 chevaux, construit plus spécialement en vue d'une marche à vitesse constante (par exemple pour la traction des trains de marchandises) et qui présente une caractéristique de vitesse beaucoup moins tombante, mais de rendement meilleur à toute charge. Ce moteur a un entrefer de près de 4 mm et est bobiné pour 1 500 volts, 25 périodes. Il donne un rendement de 85 p. 100, engrenages compris, à son maximum et un facteur de puissance maximum de 93 p. 100 ; la vitesse correspondante à ce régime favorable est de 500 tours par

minute, ce qui permet de réaliser des vitesses de 12 à 15 000 milles à l'heure avec un rapport convenable de réduction. Le moteur à répulsion est donc aussi bien adapté pour la tractiou

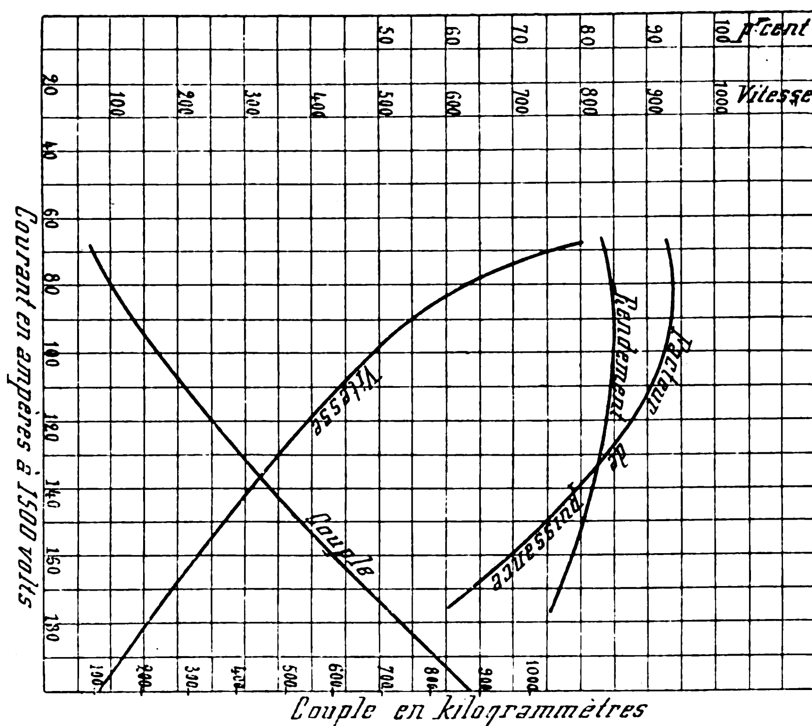


Fig. 4.

des trains lourds à faible vitesse constante que pour les trains de voyageurs légers et rapides à départs fréquents.

J. Reyval

NOUVELLES INSTALLATIONS ÉLECTRIQUES

DE LA COMPAGNIE DES CHEMINS DE FER DE L'OUEST EN GARE DES BATIGNOLLES ET DÉPENDANCES

La Compagnie des chemins de fer de l'Ouest vient de mettre en service l'éclairage et les appareils électriques moteurs des groupes suivants de son exploitation :

1° La gare de Batignolles marchandises ;
2° La gare de Batignolles voyageurs ;
3° La gare de triage de Clichy ;
4° La gare de Clichy-Levallois voyageurs ;
5° Le dépôt de machines de Batignolles ;
6° Les ateliers de Batignolles ;
7° Les ateliers de Clichy et de Levallois.

Toutes ces installations d'utilisation sont alimentées par une sous-station placée dans

le bâtiment principal de l'usine de compression hydraulique en bordure de la rue Cardinet dont elle utilise les disponibilités. Cette sous-station reçoit elle-même l'énergie électrique de l'usine génératrice des Moulineaux, qui alimente déjà toutes les installations électriques nouvelles de la Compagnie de l'Ouest, lesquelles comprennent, comme on le sait [1], outre la traction et l'éclairage électrique de la ligne de Paris-Invalides à Versailles RG., l'éclairage et les appareils moteurs des gares que la Compagnie de l'Ouest exploite dans Paris, à l'exception de la gare Saint-Lazare. Cette dernière gare possède encore son usine génératrice propre, destinée d'ailleurs à disparaître prochainement, pour être remplacée par une ou plusieurs sous-stations tributaires de l'usine génératrice des Moulineaux.

Le courant haute tension triphasé 5 000 volts 25 ~ est transporté dans des câbles souterrains qui suivent la ligne d'Auteuil et s'arrêtent un peu au delà de la gare de Batignolles voyageurs, tout prêts à être prolongés jusqu'à la gare Saint-Lazare. De même que tout le réseau haute tension de la Compagnie de l'Ouest, réseau qui comprend 60 km de câbles, ces derniers ont été fournis par la Société Française des câbles électriques (système Berthoud-Borel). Le courant à 5 000 volts est transformé à la sous-station par groupes moteurs générateurs, en courant continu 500 volts en deux ponts. Le courant continu a dû être choisi à l'exclusion de tout autre par suite de l'absolue nécessité d'assurer le service sans aucune interruption, condition qui rend indispensable l'emploi d'accumulateurs. La tension de 500 volts est motivée, d'abord par suite de l'éloignement des groupes extrêmes desservis (gare de triage de Clichy et ateliers de Levallois), ensuite par ce que l'application de la traction électrique à la ligne d'Auteuil pouvant être un jour décidée, le fait d'avoir déjà en service une sous-station importante au voltage approprié comme celle de Batignolles, pourra permettre diverses combinaisons avantageuses.

Les 7 groupes sont répartis au point de vue de la distribution de l'énergie en 5 sections, savoir :

1re section. — Gares de Batignolles marchandises et de Batignolles voyageurs ;
2e section. — Gare de triage de Clichy et gare de Clichy voyageurs ;
3e section. — Dépôt des machines de Batignolles et dépendances ;
4e section. — Ateliers de Batignolles ;
5e section. — Ateliers de Clichy et de Levallois.

En raison de la répartition locale des installations d'éclairage de la première section, celles-ci sont desservies par une boucle équipotentielle à deux ponts. Les quatre autres sections sont desservies par des feeders qui, partant de la sous-station, aboutissent à des centres de distribution installés dans des cabines surélevées dérivant du type connu et généralement employé pour les postes de manœuvre des aiguilles et signaux. De chacun de ces centres de distribution partent les divers circuits alimentant les lampes et les différents appareils d'utilisation.

Nous allons entreprendre la description détaillée des installations dont l'ensemble vient d'être indiqué. Nous suivrons l'ordre suivant : 1° description de l'installation de chacun des 5 groupes et des différents appareils d'utilisation ; 2° étude de la sous-station.

1re *section.— Gares de Batignolles marchandises et de Batignolles voyageurs.* — Cette première section est desservie, en ce qui concerne l'éclairage, par une boucle équipotentielle à deux ponts dont on peut suivre le tracé sur le schéma de la boucle (fig. 1).

Cette boucle équipotentielle est constituée comme suit (suivre le schéma de la boucle, figure 1).

---

[1] Voir numéros 48, 49, 50, 51, 1903 de *L'Éclairage Électrique*.

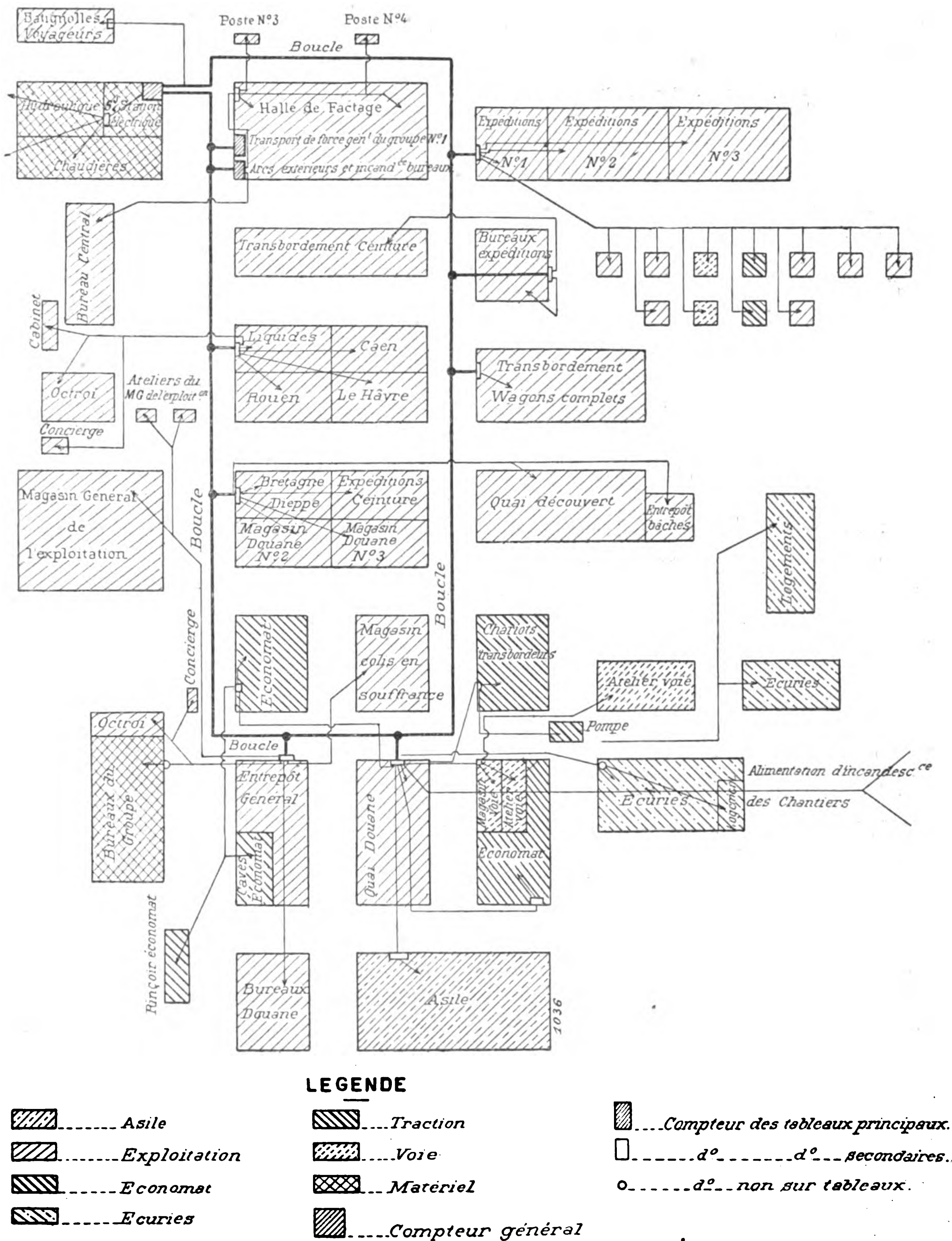

Batignolles Voyageurs
Poste N°3
Poste N°4
Boucle
Hydraulique
Sᵗ Station électrique
Chaudières
Halle de Factage
Transport de force genˡ du groupe N°1
Arcs extérieurs et incandᶜᵉ bureaux
Expéditions N°1
Expéditions N°2
Expéditions N°3
Bureau Central
Transbordement Ceinture
Bureaux expéditions
Cabinet
Liquides
Caen
Rouen
Le Hâvre
Transbordement Wagons complets
Octroi
Ateliers du MG de l'exploitᵒⁿ
Concierge
Magasin Général de l'exploitation
Bretagne Dieppe
Expéditions Ceinture
Magasin Douane N°2
Magasin Douane N°3
Quai découvert
Entrepôt bâches
Logements
Economat
Magasin colis en souffrance
Chariots transbordeurs
Atelier voie
Ecuries
Pompe
Concierge
Octroi
Bureaux du Groupe
Entrepôt Général
Caves Economat
Quai Douane
Magasin Voie
Atelier Voie
Economat
Ecuries
Logement
Alimentation d'incandescᶜᵉ des Chantiers
Rinçoir économat
Bureaux Douane
Asile
1036
LEGENDE
Asile
Exploitation
Economat
Ecuries
Traction
Voie
Matériel
Compteur général
Compteur des tableaux principaux.
dᵒ dᵒ secondaires.
dᵒ non sur tableaux.

Fig. 1.

Du tableau de sortie des feeders de la sous-station à la halle de factage : 2 fils positifs de 40 mm², 1 fil neutre de 20 mm².

De la halle de factage au transbordement ceinture : 2 fils positifs de 36 mm², 1 fil neutre de 20 mm², 1 fil négatif de 8 mm².

Du transbordement ceinture au quai à liquides Caen-Rouen-Le Havre : 2 fils positifs de 33 mm², 1 fil neutre de 20 mm², 1 fil négatif de 14 mm.

Du quai à liquides Caen-Rouen-Le Havre au quai de Bretagne et Dieppe : 1 fil positif de 58 mm², 1 fil neutre de 20 mm², 1 fil négatif de 22 mm².

Du quai de Bretagne et Dieppe à l'entrepôt général : 1 fil positif de 50 mm², 1 fil neutre de 20 mm², 1 fil négatif de 30 mm².

De l'entrepôt général à la douane : 1 fil positif de 38 mm², 1 fil neutre de 20 mm², 1 fil négatif de 42 mm².

De la douane au quai de transbordement des wagons complets : 1 fil positif de 12 mm², 1 fil neutre de 20 mm², 1 fil négatif de 34 mm².

Du quai de transbordement des wagons complets au quai des expéditions : 1 fil positif de 8 mm², 1 fil neutre de 20 mm², 2 fils négatifs de 36 mm².

Du quai des expéditions au tableau général (rentrée à la sous-station) : 1 fil neutre de 20 mm², 2 fils négatifs de 40 mm².

Le feeder alimentant la gare de Batignolles voyageurs banlieue est branché sur la boucle : il est constitué par un fil positif de 12 mm², 1 fil neutre de 8 mm² et 1 fil négatif de 12 mm²,

Les divers services alimentés par cette boucle comprennent 1100 lampes à incandescence réparties dans les divers bureaux, magasins, entrepôts, quais, etc., et 186 lampes à arc. Les lampes à incandescence sont toutes à 110 volts, montées par 2 en série, sauf dans quelques points où des lampes à 220 volts ont dû être employées. Les lampes à arc éclairant les cours et grands espaces découverts sont du type Vigreux et Brillié, 12 ampères, 2 paires de charbons. Les arcs sous halles et aux abords des quais sont du type Bardon ou du type Vigreux et Brillié de 6 et 8 ampères.

Les tableaux secondaires de commande des différents circuits d'arc et d'incandescence ont été fournis par la Compagnie générale de construction électrique (schéma de la boucle, figure 1). Les tableaux étant situés sous les halles ou sur les quais très fréquentés, ont été placés dans des armoires dans le but d'éviter toutes chances d'accident de personne ou d'avarie de matériel (fig. 2). L'armoire s'ouvre sur le côté et le tableau peut être tiré complètement au dehors pour visite ou réparation.

En outre de la boucle qui dessert les éclairages, un feeder de force (à 2 ponts) part de la sous-station et aboutit à un tableau de force installé, comme les précédents, dans une armoire, dans la halle de factage (fig. 1). Ce tableau de force distribue l'énergie à 30 cabestans.

Tous les tableaux sont agencés de façon à permettre d'alimenter tous les circuits par un quelconque des 2 ponts à volonté, ce qui donne dans la plus large mesure possible toute facilité d'équilibrage.

Les cabestans sont de 2 types distincts, à engrenage ou à action directe, et, dans un but d'étude comparative, il en existe de différents constructeurs : Société de locomotion électrique, Hillairet-Huguet, Postel-Vinay, Société Westinghouse, Société Alsacienne de constructions mécaniques, Daydé et Pillé, Fives-Lille et Dulait. Tous ces cabestans sont d'une puissance de 4 à 5 kilowatts. Le nombre maximum de tours à vide est de 75 à 80.

La mise en service de ces appareils a été très bien accueillie par le service de l'exploi-

tation, qui bénéficie ainsi d'une sensible économie et d'une plus grande rapidité de manœuvre.

La puissance moyenne utilisée par la première section est de 200 kilowatts ; la puissance totale installée des appareils est de 500 kilowatts environ.

On prévoit également dans cette section l'installation de 6 grues et de 3 chariots transbordeurs.

2e *section. — Gare de triage de Clichy et gare de Clichy voyageurs.* — Cette section comprend un feeder de force et un feeder de lumière de même section, reliant le tableau de départ des feeders de la sous-station au tableau de la cabine de distribution de cette section. Ils sont individuellement constitués comme suit :

Fil nu : 1 fil positif de 47 mm², 1 fil neutre de 24 mm², 1 fil négatif de 47 mm².

Fil isolé : 1 fil positif de 66 mm², 1 fil neutre de 33 mm², 1 fil négatif de 66 mm².

De la cabine de distribution se détache un feeder qui la relie au tableau secondaire de la gare de Clichy, constitué comme suit : 1 fil positif de 30 mm², 1 fil neutre de 20 mm², 1 fil négatif de 30 mm².

La gare de Clichy-Levallois comprend comme éclairage :

1° 29 lampes à arc, dont 5 de 12 A sur pylônes de 10 m, et 24 de 6 A sur consoles ou pylônes de 5,50 m.

2° Une centaine de lampes à incandescence réparties sur les quais à voyageurs, passages souterrains, bâtiments, halles et bureaux des messageries : toutes les lampes à incandescence étant montées par 2 en série sur chaque pont du réseau,

De la cabine de distribution partent pour l'éclairage de la gare de triage de Clichy des circuits secondaires pour 45 lampes à arc et 150 lampes à incandescence environ.

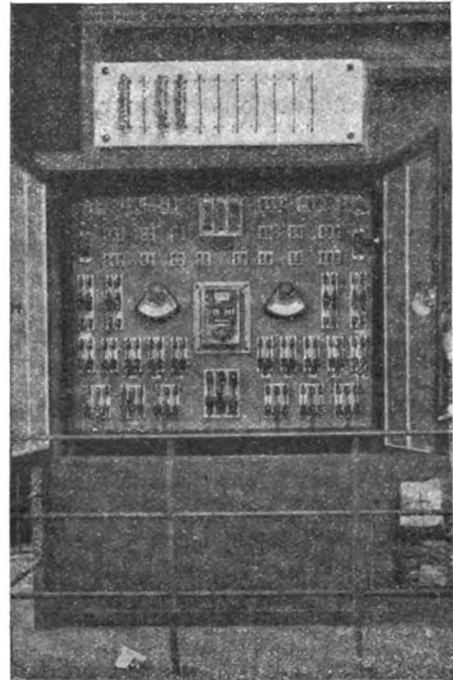


Fig. 2.

Les circuits secondaires de transport de force alimentent pour la gare de Clichy voyageurs, un monte-charges, et, pour la gare de triage, 10 cabestans.

La puissance moyenne utilisée pour la 2e section, est de 50 kilowatts pour une puissance totale installée de 100 kilowatts environ.

3e *section. — Dépôt des machines de Batignolles et dépendances.* — Cette section comprend 1 feeder de force et 1 feeder de lumière de même section, reliant le tableau de départ des feeders de la sous-station au tableau de la cabine de distribution. Ces feeders sont constitués individuellement comme suit :

Fil nu : 1 fil positif de 26 mm², 1 fil neutre de 13 mm², un fil négatif de 26 mm².

Fil isolé : un fil positif de 64 mm², 1 fil neutre de 32 mm², un fil négatif de 64 mm².

De la cabine de distribution partent les circuits secondaires d'éclairage et de force pour 400 lampes à incandescence, 20 lampes à arc et 4 moteurs employés comme suit :

1 moteur de 10 kilowatts pour l'atelier du dépôt ;

1 moteur de 5 kilowatts pour les vérins de levage ;

1 moteur de 5 kilowatts pour une perceuse ;

1 moteur de 15 kilowatts pour les transbordeurs.

La puissance moyenne utilisée par cette section est d'une trentaine de kilowatts pour une puissance totale installée de 60 kilowatts environ.

4e *section. — Ateliers de Batignolles.* — Cette section comprend 1 feeder de force et 1 feeder de lumière de même section, reliant le tableau de départ des feeders de la sous-station au tableau de la cabine de distribution de cette section. Ces feeders sont individuellement constitués comme suit :

Fil nu : 3 fils positifs de 47 mm^2, 2 fils neutres de 35 mm^2, 3 fils négatifs de 47 mm^2.

Fil isolé : 4 fils positifs de 103 mm^2, 2 fils neutres de 103 mm^2, 4 fils négatifs de 103 mm^2.

De la cabine de distribution partent :

1° Un feeder secondaire aboutissant au tableau de distribution des ateliers de réparation des wagons et constitué par un fil positif de 30 mm^2, 1 fil neutre de 20 mm^2, un fil négatif de 30 mm^2 ;

2° Des circuits secondaires d'éclairage pour 850 lampes à incandescence et 40 lampes à arc ;

3° Des circuits secondaires de transport de force pour 38 moteurs, de puissance variant entre 5 et 30 kilowatts qui actionnent les différentes parties des ateliers.

La puissance moyenne utilisée par cette section est de 150 kilowatts pour une puissance totale installée de 300 kilowatts environ.

5e *section. — Ateliers de Clichy et de Levallois.* — Cette section comprend un feeder de force et 1 feeder de lumière de même section reliant le tableau de départ des feeders de la sous-station au tableau de la cabine de distribution de cette section.

Ces feeders sont individuellement constitués comme suit :

Fil nu : 2 fils positifs de 57 mm^2, 1 fil neutre de 57 mm^2, 2 fils négatifs de 57 mm^2.

Fil isolé : 2 fils positifs de 69 mm^2, 1 fil neutre de 69 mm^2, 2 fil négatifs de 69 mm^2.

De la cabine de distribution partent :

1° 1 feeder secondaire aboutissant au tableau de distribution des Ateliers des voitures et constitué par 1 fil positif de 30 mm^2, 1 fil neutre de 30 mm^2, 1 fil négatif de 30 mm^2 ;

2° Des circuits secondaires d'éclairage pour 665 lampes à incandescence et 35 lampes à arc ;

3° Des circuits secondaires de transport de force pour 6 moteurs de puissance comprise entre 5 et 30 kilowatts.

La puissance moyenne utilisée par cette section est de 50 kilowatts pour une puissance totale installée de 100 kilowatts environ.

Observations générales sur les canalisations. — Les sections des différents circuits d'incandescence sont suffisantes pour que le voltage aux bornes des lampes d'un même circuit varie au plus de 2 p. 100, quelles que soient les lampes considérées, supposées de 16 bougies. Les dérivations des lampes à incandescence sont posées sur taquets en porcelaine : elles comprennent des coupe-circuits bipolaires (1 coupe-circuit en moyenne pour 4 lampes), des interrupteurs bipolaires (1 interrupteur en moyenne pour 2 lampes). Tous les câbles traversant les murs sont logés dans des tubes en laiton. Les lampes à arc sont montées par 4 ou 5 en série sous 220 volts. Tous les câbles isolés, y compris les câbles souples de descente des lampes sont en 600 mégohms. Les circuits des lampes de 12 ampères sont constitués par des fils de 40/10 (12 mm^2), et ceux des lampes de 8 et 6 ampères par des fils de 30/10 (8 mm^2).

Pour tous les circuits alimentant les moteurs, la perte de charge est inférieure à 5 p. 100,

depuis les cabines de distribution jusqu'aux bornes d'entrée des moteurs. La densité de courant est partout inférieure à 3 ampères par millimètre carré.

Les dérivations verticales reliant les appareils d'utilisation aux lignes de transport de force sont faites à l'aide de 2 câbles à fort isolement (1 200 Ω sous plomb), et placés à l'intérieur des pylônes ou le long de poteaux de bois, et, dans ce dernier cas, le câble est enfermé dans un tube de fer. L'appareil d'utilisation lui-même (cabestans, par exemple) est commandé par une boîte d'interruption, comportant un interrupteur bipolaire et un coupe-circuit bipolaire. Ces boîtes constituent coffre étanche avec porte fermant à clef. La densité dans toutes les dérivations de force est inférieure à 2 ampères par millimètres carrés.

D'une façon générale tous les conducteurs en fils ou câble, sont en cuivre ou en bronze silicieux haute conductibilité (98 p. 100 au minimum). Les conducteurs placés à l'extérieur des bâtiments sont nus et posés sur isolateurs à double cloche. A l'intérieur des bâtiments de la sous-station, des cabines de distribution, des halles à marchandises, etc., les canalisations sont isolées au caoutchouc, posées sur poulies ou taquets en porcelaine, disposés au maximum de mètre en mètre. Cette distance est encore réduite dans les courbes ou changements de direction.

Toutes les canalisations extérieures et fournitures des appareillages s'y rapportant ont été exécutées par la maison Mildé et fils et C[ie].

(*à suivre.*) H. Pataud.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

GÉNÉRATION ET TRANSFORMATION

***Moteurs à courants continus pour vitesses variables*. F. Punga.** *Electrical Review*, Londres, t. LIV, n° 1 378.

Dans un article d'Electric Power de novembre 1903, le poids d'un moteur possédant des variations de vitesse de 4 à 1, est estimé seize fois supérieur à celui d'un moteur de vitesse constante. D'autre part, dans *Electrical Review*, de décembre 1903, Hobbart établit que des moteurs, dans lesquels la vitesse maxima ne dépasse pas une certaine limite dépendant de la capacité du moteur, ne coûtent pas plus cher que les moteurs à vitesse constante correspondants. Cette divergence de vue peut s'expliquer par le fait que l'un des auteurs prend comme terme de comparaison un moteur type pour la vitesse maxima, tandis que l'autre se base sur un moteur avec vitesse minima. Cette dernière manière de voir conduisant à un moteur plus grand donne seule une base de comparaison rationnelle.

Cette comparaison doit elle-même être basée sur le coût des deux moteurs et non sur la puissance en chevaux, attendu que la construction du moteur à vitesses variables peut s'inspirer de principes différents et il ne pourra être assimilé à aucun type de moteur à vitesse constante.

Pour estimer le prix d'un moteur à vitesse variable, il faut déterminer d'abord les dimensions les plus économiques, qui doivent être choisies de telle sorte que la commutation aux plus faibles vitesses soit bien meilleure qu'il n'est nécessaire, attendu que la fréquence de la commutation et par suite la force électromotrice de self-induction augmente avec la fréquence. Si a est le rapport des vitesses maxima et minima, la force électromotrice de self-induction doit être a fois plus faible à la vitesse la plus basse.

Cette force électromotrice de self-induction est donnée par l'expression $2\pi f_1 L_1 i$ où f est la fréquence de la commutation, L la self-induction d'une section de l'induit, i le courant dans un conducteur.

Supposons que le balai couvre n' segments, que chaque segment possède n tours de l'enrou-

lement induit, soit a la longueur effective en centimètres de chaque spire, et b la longueur libre de chaque spire. On aura, d'après la méthode d'Hobart

$$\text{Flux par ampère} = 2nn' . 4a + nn' \times 0{,}8\, b$$
$$\text{»} \qquad = 8nn' . \left(a + \frac{1}{10}\, b\right)$$
$$\text{Self-induction} = 8n^2n'\left(a + \frac{1}{10}\, b\right) . 10^{-8}$$

Si N désigne le nombre de tours par minute, N' le nombre de segments, la fréquence de la commutation est

$$f = \frac{N}{60 \times 2n'} \times N'$$

La force électromotrice de self-induction sera donc

$$\mathcal{E} = \frac{2\pi . 8}{120}\, \frac{n.^2n'}{n'}\left(a + \frac{b}{10}\right) \times N \times N' \times i \times 10^{-8}$$

ou bien

$$\mathcal{E} = \frac{4 \times 2\pi}{60}\, n\left(a + \frac{b}{10}\right) N \times N'ni \times 10^{-8}$$

Or la force électromotrice induite est

$$E = 4 . \frac{N}{60} \times \frac{p}{2} \times \Phi \times \frac{N'n}{p} \times 10^{-8}$$

p désignant le nombre de pôles, Φ le flux issu d'un pôle, on a donc

$$EI = \frac{4N}{60} \times \frac{p}{2} \times N'ni \times \Phi \times 10^{-8}$$

en remarquant que le courant total est $I = pi$.

On a donc finalement

$$EI = \frac{4N}{60} \times \text{ampère-tours induits} \times \text{flux pénétrant dans l'induit} \times 10^{-8}$$

Et la force électromotrice de self-induction sera

$$\mathcal{E} = 2\pi n\left(a + \frac{b}{10}\right)\frac{EI}{\Phi_0}$$

où

$$\Phi_0 = \frac{p}{2}\,\Phi$$

désigne le flux total pénétrant dans l'induit.

Cette dernière formule montre que pour obtenir une bonne commutation, il faut que :

1° Le nombre n de spires par segment soit faible ;

2° Que le flux pénétrant dans l'induit soit élevé ;

3° Que la longueur effective d'une spire, aussi bien que sa portion libre soient réduites.

Si l'on ne peut augmenter le diamètre du collecteur ni réduire la largeur des segments, le moyen le plus sûr de réaliser les conditions précédentes est d'augmenter le diamètre de l'induit en laissant sa longueur fixe. L'auteur montre qu'une augmentation de 10 p. 100 dans ce sens, permet de réduire la force électromotrice ε de 30 à 40 p. 100 ; le prix de la machine n'augmentant que de 10 p. 100 environ.

Ces déductions ne sont cependant correctes que dans les conditions suivantes :

1° Des difficultés mécaniques ne s'opposent pas à l'augmentation du diamètre ; 2° le moteur à vitesse constante correspondant donne des étincelles à sa capacité limite ; 3° le nombre de spires par segment est supérieur à 1.

On comprend aisément que l'augmentation de vitesse étant liée à une augmentation de diamètre, des difficultés mécaniques viennent assez rapidement s'opposer à la première condition.

D'autre part, dans les moteurs à tensions élevées, la production des étincelles est généralement le facteur limitant la capacité ; les moteurs à basse tension peuvent, au contraire, recevoir des augmentations de vitesses, sans inconvénient à ce point de vue, la capacité y étant ordinairement limitée par l'échauffement.

Si l'enroulement ne comporte qu'une spire par section, les difficultés de la commutation ne peuvent être surmontées qu'au moyen de l'augmentation de l'induction dans l'entrefer et des dimensions de l'induit ; et la variation de vitesse ne pourra être obtenue qu'aux dépens de l'économie.

L'auteur indique, d'après ces principes, les données essentielles d'un moteur de 7 chevaux. à 125 volts, avec une vitesse minimum de 300 tours par minute. La force électromotrice de commutation est égale à 1,58 volt ; si la limite pour l'absence d'étincelle est de 3,5 volts, la vitesse maxima pourra être, sans production d'étincelles, de $300 \times \frac{3{,}5}{1{,}58} = 665$ tours par minute.

Si une plus grande variation de vitesse est exigée, il sera nécessaire d'augmenter les dimensions de façon qu'à 300 tours par minute, le voltage de commutation soit inférieur à 1,58 volt.

L'auteur a déjà fait remarquer que des moteurs à variations de vitesses très étendues sont des machines anormales, différant des types à vitesse constante, principalement par l'usage très libéral du fer et très restreint du cuivre dans l'induit. La carcasse des inducteurs y sera très développée, la densité des lignes de force très grande dans l'entrefer et les ampères-tours induits par pôle très réduits.

Pour mettre ces divers points en relief, l'auteur donne les dimensions et spécifications essentielles de deux moteurs de 7 chevaux, à 125 volts, construits en vue d'obtenir un voltage de commutation aussi réduit que possible.

L'auteur fait enfin remarquer que les divers artifices préconisés pour la suppression des étincelles n'ont pas reçu beaucoup d'applications pour les moteurs à vitesse constante, parce qu'il est souvent plus économique d'augmenter légèrement les dimensions du moteur que de recourir à ces artifices plus ou moins dispendieux; or, dans le cas présent, où l'augmentation peut n'être pas sans inconvénient, l'avenir dira si ces procédés d'élimination des étincelles, ne doivent pas trouver dans la construction des moteurs à vitesses très variables, leur véritable champ d'application.

P.-L. C.

***Sur le sifflement des machines*. Fisher Hinnen.** *Zeitschrift fur Electrotechnik*, 5 juin.

Les machines de construction moderne présentent souvent l'inconvénient de faire un bruit plus ou moins intense que l'on peut désigner par « grincement » ou « sifflement ». Il est facile de voir qu'il ne s'agit pas seulement de tourbillons d'air, puisque le bruit disparaît habituellement aussitôt que l'excitation est coupée. On peut faire la même observation aussi bien sur des machines à larges rainures ouvertes que sur les machines à rainures mi-fermées à très faible ouverture.

Quoique ce sifflement ne présente par lui-même aucun inconvénient, il peut entraîner des désagréments lorsque les machines sont à proximité de locaux habités : il y a des cas où des machines absolument parfaites ont dû être rejetées à cause de ce défaut.

En disant au début que cet inconvénient existe surtout dans les machines modernes, nous avons en vue les machines à pôles lamellés, à entrefer relativement réduit (1,5 à 3 mm) et à faible nombre d'encoches. En réalité, ce phénomène est beaucoup plus rare dans les anciennes machines à pôles massifs, à entrefer de 4 à 6 mm et à nombre d'encoches relativement grand. Il faut remarquer aussi que la hauteur du son dépend directement du nombre de dents ; par contre, l'intensité du son diminue lorsque ce dernier croît. Pour 13 à 15 encoches par arc polaire le sifflement est très peu perceptible ; pour un plus grand nombre d'encoches il disparaît presque complètement. Ordinairement, le nombre d'encoches dans les machines modernes est beaucoup plus petit, par exemple 6 à 9 par arc polaire ; mais l'expérience montre qu'il est possible de construire des machines absolument silencieuses ayant seulement 5 encoches pourvu que l'on observe certaines conditions dans le détail desquelles nous entrerons plus loin. On a même pu, dans ces machines, diminuer la valeur de l'entrefer en plaçant des tôles sous les pôles sans qu'il en résulte un moins bon fonctionnement, alors que d'une façon générale on devait s'attendre au contraire.

En ce qui concerne la cause de ce sifflement, il est facile de voir que ce dernier dépend directement du nombre d'encoches de l'armature. Sans doute le siège du son ne doit pas être cherché dans l'armature, mais dans les pôles qui entrent en vibrations sous l'influence du champ variable pour les différentes positions de l'armature.

Le diapason nous donne un moyen extrêmement simple de vérifier expérimentalement ces faits. Les diapasons dont on se sert en musique sont généralement déterminés pour la hauteur de son a^1 et font 440 vibrations par seconde. Pour d'autres hauteurs de son le nombre de vibrations doit être déduit du tableau suivant.

$c^1 = 264$	$c^2 = 528$	$c^3 = 792$
$d^1 = 297$	$d^2 = 594$	$d^3 = 891$
$e^1 = 330$	$e^2 = 660$	etc.
$f^1 = 352$	$f^2 = 704$	
$g^1 = 396$	$g^2 = 792$	
$a^1 = 440$	$a^2 = 880$	
$h^1 = 495$	$h^2 = 990$	

Nous pouvons facilement, avec l'aide du diapason, déterminer la hauteur du son et prendre en même temps la vitesse de rotation de la machine. Si l'on divise par la vitesse de rotation par seconde, le nombre de vibrations indiqué dans le tableau pour la hauteur de son déterminée, on obtient le nombre de vibrations dans chaque tour qui, naturellement, doit avoir un certain rapport avec les oscillations mécaniques ou magnétiques.

Quelques exemples éclairciront ces considérations.

Dans un moteur de onze chevaux qui tournait à 1 070 tours par minute, c'est-à-dire 17,8 par seconde, la hauteur du son était à peu près *gis*². Cette hauteur de son est comprise entre *g*² et *a*² et correspond, d'après le tableau, à $\frac{792 + 880}{2} = 836$ vibrations par seconde. Le nombre de vibrations par tour est donc $\frac{836}{17,6} = 47$.

Comme le moteur comportait 47 encoches, il n'est pas douteux que le sifflement ait eu sa cause dans les encoches de l'armature.

Le même essai fut fait sur une dynamo de 4,5 kilowatts à 1 400 tours, c'est-à-dire 23,46 par seconde. On constatait dans ce cas avec une grande exactitude la hauteur de son *ais*². Cette hauteur de son correspond d'après le tableau à $\frac{880 - 990}{2} = 935$ vibrations par seconde ou $\frac{935}{23,4} = 40$ par tour. Ce nombre coïncide exactement avec le nombre d'encoches de l'armature. On diminua alors un peu les masses polaires dans les deux machines et le sifflement cessa presque entièrement : après avoir diminué encore un peu l'arc polaire on constata que le sifflement se produisait à nouveau. Les mêmes phénomènes se manifestèrent sur d'autres machines que l'on essaya alternativement avec des pôles étroits ou larges ou avec des armatures ayant différents nombres d'encoches : on pouvait toujours trouver un rapport déterminé entre l'arc polaire et la largeur d'une encoche et d'une dent pour lequel la machine tournait avec un minimum de bruit. L'explication doit être cherchée dans le fait que le nombre total des lignes de force traversant les pôles varie entre certaines limites d'après la position relative de l'armature et des pôles, et le rapport entre le nombre d'encoches et l'arc polaire, ce qui provoque la vibration des tôles polaires. L'amplitude de ces vibrations et l'intensité du son devraient être minima lorsque l'arc polaire est un multiple du nombre d'encoches : il est surprenant que cette règle ne concorde pas avec l'expérience, et l'on doit évidemment attribuer cette divergence à la dispersion sur les deux côtés des pôles.

L'auteur a cherché à établir une règle qui, autant que permettent d'en juger les exemples actuels et quoiqu'elle ne soit pas absolument certaine, donne de bons résultats. Cette règle est la suivante : si l'on divise l'arc polaire par la largeur d'une encoche et d'une dent, comptée sur la circonférence d'alésage des pôles, le quotient, pour une marche aussi silencieuse que possible, doit être égal à un nombre entier + 0,5. Il est difficile de connaître les largeurs polaires exactes des masses polaires à angles arrondis. Nous avons trouvé que, dans ce cas, l'arc polaire extérieur doit être diminué de 0,7 fois le rayon de courbure. Algébriquement, on peut exprimer ceci sous la forme suivante :

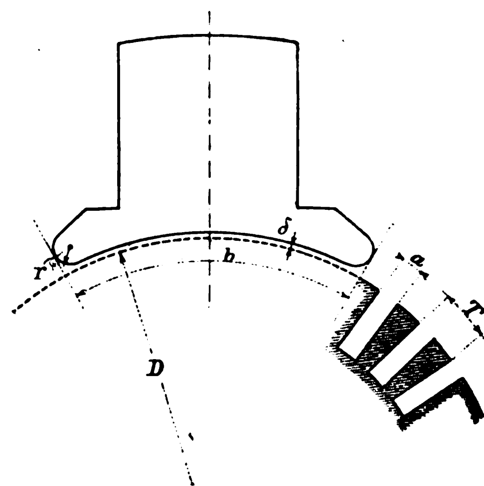


Fig. 1.

$$\frac{b - 0,7\,r}{(D + 2\delta)\pi} N_1 \text{ doit être un nombre entier } + 0,5.$$

Dans cette égalité, N_1 désigne le nombre d'encoches ; les autres lettres sont explicitement représentées sur la figure 1. Plus ce quotient s'approche d'un nombre entier, plus on doit craindre un sifflement, excepté lorsque le nombre d'encoches est très grand, c'est-à-dire dépasse 13 à 15.

Tableau des machines essayées (voir figure 1).

Nº	DIAMÈTRE d'armature D	ENTREFER simple δ	NOMBRE d'encoches N_1	LARGEUR d'une encoche et d'une dent T	LARGEUR des encoches a	ARC polaire b	RAYON de l'arrondi γ	K	REMARQUES	
1	200	1,5	39	17,1	7	120,2	4,7	6,84		Sifflent fortement.
2	230	1,5	47	15,6	6	130,5	5	8,15		
3	230	1,5	40	18,3	8,5	130,5	5	6,95		
4	250	1,5	47	16,9	6,5	139,9	5	8,06	pôles en biais.	
5	270	2	45	19,1	8,5	155	5	7,94		
6	270	2	49	17,55	8,6	145	5,1	8,05	id.	
7	310	2	43	23	9	170	7	7,18		
8	310	2,5	43	22	9	165	7	6,96	id.	
9	340	2	57	18,95	8	195,2	8,5	10		
10	470	2,5	76	19,65	—	190	1,0	9,7		
11	490	3	72	21,61	—	195	1,0	9		
12	540	3	73	23,5	—	215	1,5	9,1		
13	800	4	48	51,5	24	200	—	3,9		
14	200	1,5	29	22	9	104,8	4,5	4,62		Marche silencieuse.
15	230	1,5	47	15,6	6	120,5	6	7,45		
16	230	1,5	40	18,3	8,5	125,5	7	6,6		
17	250	2	53	15	6,5	144,8	5	9,4		
18	270	2	45	19,1	9	150	7	7,6	pôles en biais.	
19	340	2	88	12,3	5,5	195,2	8,5	15,4		
20	340	2	99	10,9	5,5	195,2	8,5	17,35		
21	440	3	117	12	5,5	239,5	9,2	19,4		
22	440	3	75	18,7	8	239,5	9,2	12,45		
23	370	2	93	12,6	6	205	8,5	15,8		
24	400	2,5	86	14,8	7,5	214	9	14		
25	400	2	87	14,6	6,8	214	9	14,2		

Comme le montre ce tableau, la règle est bien vérifiée dans les 22 premiers cas : les 3 dernières machines seules y font exception, mais ces machines ont un grand nombre d'encoches et ce doit être la raison de leur marche silencieuse. Malgré tout on ne peut considérer cette règle comme absolue, car elle ne tient pas compte de la largeur des encoches. Mais si nous supposons cette dernière de plus en plus faible, nous nous rapprochons de plus en plus d'une armature lisse qui ne siffle pas. Il serait très désirable que cette formule soit vérifiée par un plus grand nombre d'essais et que les considérations ci-dessus servent seulement de première approximation. E. B.

***Méthode pour rendre visible l'irrégularité d'une machine*. Berkitz.** *Zeitschrift für Electrotechnik*, 17 avril.

Tous les appareils existant jusqu'à présent dont le but est de mesurer le degré d'irrégularité d'une machine en rotation ou de rendre visible cette irrégularité, présentent les inconvénients suivants : d'une part il faut une précision qu'on ne peut pas obtenir avec les moyens actuels de la technique, et d'autre part on veut exprimer en chiffres la valeur du degré d'irrégularité de façon à pouvoir être renseigné à chaque instant pendant le fonctionnement. Abstraction faite de ce qu'il n'est pas possible de laisser ainsi fonctionner des appareils pendant toute la durée de l'exploitation, il n'est pas d'un grand intérêt de connaître cette valeur car chaque machine est construite pour un GD^2 ou $\frac{Mv^2}{2}$ déterminé, d'où l'on déduit empiriquement le degré d'irrégularité qui, d'après les travaux de Francke, Gœrges, Klönne et Rosemberg doit être compris entre $\frac{1}{150}$ et $\frac{1}{250}$ pour les machines à vapeur et à gaz.

Comme, pour chaque machine, un degré d'ir-

régularité donné a été pris pour base, il est beaucoup plus important et intéressant de savoir si la machine a une allure régulière. C'est en partant de ce point de vue que nous avons essayé de réaliser un indicateur graphique, analogue à l'indicateur connu qui enregistre les phénomènes en jeu dans le cylindre, et grâce auquel on sait toujours si la machine marche avec une régularité suffisante.

La nouvelle méthode consiste en ce que les mouvements relatifs d'un volant tournant à une vitesse constante et de l'arbre de la machine sont employés, par l'intermédiaire d'un dispositif approprié, à déplacer un miroir qui tourne. Ce dernier réfléchit sur une surface les rayons d'une source lumineuse fixe et leur fait décrire des courbes dont la grandeur et la forme dépendent de la marche de la machine : l'aspect des courbes indique immédiatement si la marche présente une régularité suffisante.

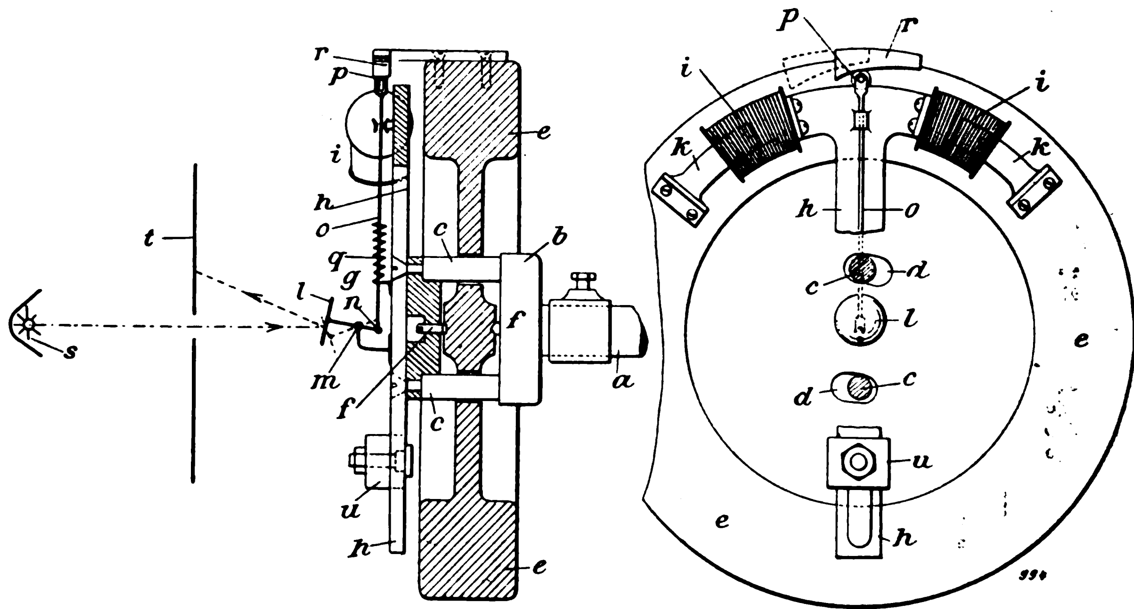


Fig. 1 et 2.

Les figures 1 et 2 montrent l'une des formes de réalisation de cet appareil.

Au bout de l'arbre *a* de la machine, ou sur un arbre rigidement lié à celle-ci, est fixée une plaque *b* dont les deux bras *cc* passent librement dans des trous *dd* d'un volant *e*. Ce dernier tourne avec très peu de frottement entre les pointes *f*. Dans la disposition donnée à l'appareil que représente le dessin, l'une des pointes *f* fait corps avec la plaque *b*, et l'autre avec la plaque opposée *g* fixée à l'extrémité du bras *c* et portant de son côté le bras *h*. Lorsque la machine démarre, le volant *e* est entraîné par les bras *cc* ; pendant la marche normale de la machine le volant *e* tourne librement à vitesse constante ; pour cela l'énergie nécessaire à vaincre le frottement dû à la résistance de l'air est transmise électriquement au volant. L'une des extrémités du bras *h* tournant avec l'arbre de la machine porte les deux électro-aimants *i'i* auxquels le courant est amené au moyen de deux bagues, et qui exercent une certaine force sur les noyaux de fer KK fixés sur le volant. La grandeur de cette force peut être exactement réglée par variation du courant excitateur ; de cette façon elle correspond exactement à la demande d'énergie et le volant *e* tourne toujours à vitesse uniforme.

Les mouvements relatifs du bras *h* par rapport au volant *e* qui prennent naissance lorsque la vitesse de rotation de la machine n'est pas uniforme sont rendus visibles de la façon suivante.

Sur l'axe de rotation de tout l'appareil est placé le miroir *l* mobile autour de la cheville *m*. L'extrémité intérieure du court levier *n* est reliée au montant O qui porte la roulette *p*. Par l'effet du ressort *q* placé sur le montant, la

roulette p est toujours pressée contre la pièce courbe r placée à la périphérie du volant e. Lorsqu'il y a un mouvement relatif du volant par rapport au bras h, la pièce courbe r produit un mouvement radial de la roulette p et du montant O qui fait varier l'inclinaison du miroir l. Ce dernier renvoie les rayons d'une source lumineuse fixe s sous un angle variable avec son inclinaison, et les projette sur l'écran t. Lorsque la vitesse de rotation de la machine est absolument uniforme, l'inclinaison du miroir l ne change pas et les rayons réfléchis tracent un cercle ou un point sur l'écran. Dès que la machine tourne d'une façon irrégulière, la courbe décrite par le rayon lumineux sur l'écran s'écarte plus ou moins d'un cercle. Par exemple la courbe d'une machine à vapeur monocylindrique a été trouvée très voisine d'une lemniscate. De toutes façons la grandeur et la forme de ces courbes indique si la machine a une allure à peu près uniforme ou non.

Il est possible d'enregistrer les courbes décrites sur l'écran t au moyen de papier sensible pour les étudier avec plus d'exactitude et tirer des conclusions sur les propriétés particulières de la machine. Naturellement le miroir l pourrait être disposé d'une manière différente, par exemple à une certaine distance de l'axe de rotation ; de même la commande qui transmet les mouvements relatifs du volant par rapport à l'arbre pourrait être différente de celle que représente le dessin.

A l'extrémité du bras h opposée aux électroaimants est placé un contrepoids u réglable qui compense les effets de la force centrifuge.

L'appareil devrait recevoir des applications aussi étendues que l'indicateur qui ne renseigne que sur les phénomènes en jeu dans le cylindre, alors que nous sommes restés bien longtemps dans l'ignorance des phénomènes en jeu sur l'arbre. Il se prête très bien également à l'étude de la marche en parallèle des machines à courant alternatif.

B. L.

ÉCLAIRAGE

***Contribution à l'étude de l'arc électrique*. — W. Weedon.** *Electrical Review*. (N. Y., t. XLIV., p. 622-627).

L'auteur divise les arcs électriques en deux catégories, les arcs à cratère, et les arcs à flamme. A la première classe, appartiennent l'arc ordinaire entre charbons, et les arcs produits entre certains conducteurs de seconde classe, tel que l'oxyde de zirconium (Rasch). A la deuxième catégorie, appartiennent les arcs à flamme, comme ceux de la lampe Bremer, produits entre charbons renfermant des sels métalliques, cette classe comprend encore les arcs produits entre la plupart des métaux. Tandis que dans le premier cas, la plus grande partie de la lumière est fournie par les cratères, dans le second cas, c'est l'arc lui-même qui renferme presque tout l'éclat de la lumière. L'auteur ne considère ici que l'arc à courant continu. Il se pose la question de savoir quelle est la quantité de matière nécessairement transportée d'une électrode à l'autre et si cette quantité est soumise à une loi analogue à celle de Faraday pour l'électrolyse. Dans l'air, cette quantité est, comme on sait, beaucoup plus grande que pour un espace clos, ou dans un atmosphère d'oxyde de carbone. La température élevée des électrodes produit également une volatilisation de matière plus grande qu'il n'est nécessaire à l'activité de l'arc.

Electrodes en cuivre dans l'air. — L'auteur place deux arcs en série avec une résistance sur un circuit de 500 volts. Les électrodes sont disposées verticalement de sorte qu'il y a une électrode positive et une électrode négative inférieures ; elles ont 6 mm de diamètre, avec un arc de 3 mm ; la tension est de 45 volts, le courant de 2 ampères et l'essai de 2 heures ; les résultats ont été les suivants

	CATHODE	ANODE
	gr	gr
Poids avant l'essai. . . .	20,610	20,821
» après »	20,288	20,833
Perte. . . .	0,322	
Gain		0,012

Avec un courant de 5 ampères (35 volts), la perte de poids de la cathode est 5 fois plus grande. Aux faibles intensités de courant, l'arc s'entoure d'une auréole épaisse dont la connexité avec les phénomènes d'oxydation paraît certaine, et qui a son siège à la cathode.

Dans une seconde expérience, on refroidit les électrodes au moyen d'une circulation d'eau intérieure. On dut allonger un peu l'arc, qui avec la même longueur, que précédemment, présentait une coloration pourpre anormale.

Après un essai d'une heure et demie, avec 2 ampères et 50 volts, on ne constata de pertes de poids sur aucune électrode, mais un léger gain dû à l'oxydation. Pour déterminer la perte réelle sur la cathode, on la réduisit dans l'hydrogène, et la perte calculée fut de 13 p. 10 000. La loi de l'équivalence de Faraday ne saurait donc s'appliquer au transport de matière dans l'arc, attendu que la quantité de cuivre transportée est 450 fois plus forte.

Pour éviter les effets oxydants de l'air, on essaya de produire l'arc dans une atmosphère d'azote, obtenue au moyen de la décomposition du nitrate de soude par le chlorhydrate d'ammoniaque, les résultats furent les mêmes que dans l'air, ce que l'auteur attribue à une fixation de l'azote sur le cuivre.

Electrodes de cuivre dans l'hydrogène. — Avec 500 volts, et cathode inférieure, on ne put réaliser qu'un arc très court ; la cathode perdait du poids tandis que l'anode en gagnait.

Avec des électrodes froides, l'arc étant amorcé avec 1300 ohms en série, il y a une décharge momentanée de couleur rose qui se transforme bientôt en un des arcs décrits ci-dessous. Le spectroscope révèle les lignes de l'hydrogène.

Si l'arc est produit sous 300 volts, 0,5 ampère, avec une longueur de 3 mm, il n'est pas lumineux, son spectre renferme les lignes du cuivre et de l'hydrogène. L'anode est enveloppée d'une auréole, présentant des stries transversales. La cathode est plus chaude que l'anode, la décharge est irrégulière et semble jaillir entre un point de l'électrode positive et une plage plus étendue de l'électrode négative.

Si dans ces conditions, on diminue la résistance en série jusqu'à 100 ohms, il se produit un arc verdâtre caractéristique du cuivre, pour 70 volts et 4 ampères ; l'arc est régulier, son spectre renferme encore parfois les lignes de l'hydrogène, mais le plus souvent on n'aperçoit que celles du cuivre.

Quand on place l'arc horizontalement, l'électrode négative s'échauffant considérablement, le cuivre fond et l'arc s'éteint ; mais aussitôt on observe que le globule de cuivre fondu double ou même triple de volume, et que les électrodes sont mises en court-circuit avec réamorçage de l'arc. Ces phénomènes sont attribués à une absorption de l'hydrogène.

Avec des électrodes refroidies par une circulation d'eau, le courant n'étant que 0,35 ampères, l'arc était très court (0,6 mm), les variations de poids des électrodes n'étaient que de 1/3000 après une heure et demie, et la quantité de matière transportée ne correspondait qu'à la 1 500e partie de celle qu'indiquerait la loi de Faraday.

Electrodes en fer dans l'hydrogène. — Avec des électrodes en fer plein, on obtient le même arc rosé qu'avec le cuivre ; mais la décharge se transforme de suite, en un arc à haute tension, non lumineux. Il n'était pas possible d'obtenir un arc véritable avant la fusion des électrodes.

Avec des électrodes refroidies, 0,35 ampère et 300 volts, on obtient un arc assez complexe ; et l'auteur admet qu'il y a fixation de l'hydrogène sur le fer. Le poids de l'anode décroît, tandis que celui de la cathode augmente.

Electrodes en charbon dans l'hydrogène. — Avec des charbons de 6 mm, un arc horizontal, 2 ampères, longueur de 4,5 mm, 180 volts, on obtient un arc, sous forme de trait, entre les électrodes. La lumière est faible, l'arc lui-même n'étant pas lumineux. La température des deux électrodes semble être à peu près la même, ainsi que la forme des deux cratères. La présence d'acétylène ou autres hydrocarbures fut mise en évidence par le précipité brunâtre que donnait le passage des gaz dans une solution ammoniacale de chlorure cuivreux. Le spectre offrait une combinaison de ceux de l'arc en vase clos et de l'hydrogène. Il semble que l'oxydation ou la combinaison avec les gaz ambiants, ne soit pas absolument nécessaire à la production d'un arc lumineux, mais elle facilite sa formation.

En ce qui concerne le transport de matière, il y a tendance, de la part de l'arc, à l'ionisation de l'atmosphère ambiant quand les particules volatilisées sont insuffisantes. L'excès de température provoque un transport de matière excessif. La principale distinction entre un arc et l'étincelle de décharge consiste en ce que dans le premier, c'est la matière volatilisée des électrodes qui subit la majeure partie de l'ionisation, tandis que, dans l'étincelle, c'est le milieu ambiant qui est ionisé.

Structure des arcs. — Dans l'air, les arcs sont formés en général d'une partie centrale non lumineuse ; l'éclat réside dans l'auréole extérieure, et le plus souvent, dans la portion de cette auréole qui est contiguë à la partie centrale. Dans l'arc au charbon cette auréole est

mal définie par suite de la volatilité des produits de la combustion. On explique la présence de la colonne centrale non lumineuse en admettant que le grand nombre d'ions négatifs présents dans cette région, ont une vitesse trop grande pour ioniser les atomes avec lesquels ils entrent en collision, et que sur les bords de la colonne, la vitesse étant ralentie, l'ionisation a lieu.

Influence de la cathode sur les caractères de l'arc. — L'étude des arcs électriques conduit rapidement à cette conclusion que la luminosité, n'est pas due seulement à la température élevée des particules en suspension. L'auteur estime que la cathode détermine le caractère de l'arc bien qu'il y ait quelques faits qui empêchent de généraliser cette affirmation.

P.-L. C.

MESURES

Appareil de mesure pour la détermination des constantes d'induction et des pertes d'énergie dans les appareils à courants alternatifs. **Dolezaleck.** *Electrotechnische Rundschau*, 15 mars.

L'extension croissante de l'emploi des courants alternatifs pour les transports de force, pour les communications télégraphiques, etc. a fait sentir le besoin d'un appareil portatif pour la mesure aussi exacte que possible des constantes de self-induction, d'induction mutuelle, de capacité ainsi que des pertes par courants de Foucault et hystérésis.

Comme en général ces grandeurs dépendent de la fréquence du courant alternatif, les mesures doivent être faites, pour donner un résultat exact, avec le courant alteruatif lui-même dont il s'agit. Les méthodes actuelles dont la plupart emploient le galvanomètre balistique ne donnent que dans de rares cas les grandeurs intéressantes pour l'allure des courants alternatifs : les résultats présentent souvent des erreurs de 100 p. 100 et plus.

Le nouvel appareil, destiné à combler la lacune, repose sur les recherches classiques de Maxwell, Kohlraush, Oberbeck, Rayleigh et Wien, sur le pont de Wheatstone à courant alternatif.

La principe de la méthode de mesure est le suivant : supposons qu'un courant alternatif de fréquence n soit produit par un appareil quelconque : soit K la différence de potentiel efficace aux bornes de l'appareil. Si la bobine n'a aucune capacité ni self-induction, le courant est donné par

$$J = \frac{K}{R} \qquad (1)$$

en désignant par R la résistance de la bobine. Si la bobine a non seulement de la résistance, mais aussi une self-induction L, la résistance inductive de la self-induction s'ajoute à la résistance ohmique et le courant efficace est donné par l'équation.

$$J = \frac{K}{\sqrt{R^2 + (2\pi n L)^2}} \qquad (2)$$

La perte d'énergie par chaleur Joule est la même dans les deux cas et est égale pendant le temps t à

J^2Rt vatts seconde

Cette expression n'est valable que tant qu'il n'existe dans la bobine aucun noyau de fer et que cette dernière n'est pas à proximité d'une masse métallique ou d'une autre bobine. Si la bobine contient du fer ou bien si, par induction, elle fournit de l'énergie à l'extérieur, le courant induit (courant de Foucault) produit un décalage de la phase d'aimantation par rapport au courant excitateur et diminue la self-induction dont la valeur devient L'.

En outre, il se produit dans le circuit secondaire une certaine quantité de chaleur Joule qui naturellement doit provenir aussi du courant primaire, de sorte que la résistance R de la bobine paraît plus considérable qu'elle ne l'est en réalité. Connaissant la résistance et la self-induction du circuit secondaire, son coefficient d'induction par rapport au circuit primaire et la fréquence du courant alternatif, on peut calculer la réaction sur le circuit primaire. Maxwell, qui le premier a fait ce calcul, a trouvé que dans ce cas l'équation de courant peut encore se mettre sous la forme :
où L' représente la self-induction modifiée (diminuée) par le courant d'induction (courant de Foucault) et R' la résistance modifiée (augmentée) de la bobine. Alors la perte d'énergie dans la bobine dépourvue de courants de Foucault était :

$$J = \frac{K}{\sqrt{R'^2 + (2\pi n L')^2}} \qquad (3)$$

J^2Rt watts-seconde; elle s'élève dans la bobine avec courant secondaire à $J^2R't$; la perte d'énergie causée par les courants de Foucault est donc égale à

$$J^2(R' - R)t \text{ vatts seconde}$$

Les autres sources de pertes, telles que l'hystérésis magnétique ou diélectrique, l'inégale répartition des lignes de force dans les conducteurs de forte section, agissent exactement comme les courants de Foucault : la perte d'énergie totale causée par les courants de Foucault, l'hystérésis, etc., peut donc être mesurée par la différence entre la résistance à courant alternatif R' et la résistance à courant continu R, naturellement cette résistance de pertes R' — R est une fonction de la fréquence et augmente rapidement avec elle. Au cas où les pertes par hystérésis sont importantes, R' — R est aussi fonction de l'intensité du courant de mesure.

La détermination de L', R' et R' — R dans le pont à courant alternatif est faite de la façon suivante :

Dans la figure 1, AB représente un fil de me-

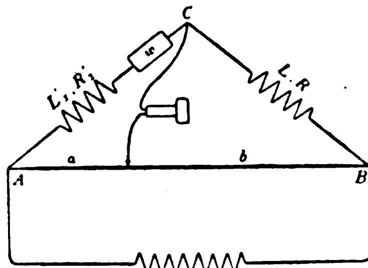


Fig. 1.

sure en manganèse avec contact glissant tel que ceux que l'on emploie dans les mesures à courant continu. Dans la branche AC est placé l'appareil dont la self-induction L'_x et la résistance de pertes $R'_x - R_x$ sont à déterminer. En outre il y a dans cette branche une boite ordinaire de résistances non indiquées w. La branche BC contient une bobine de self-induction connue L et de résistance connue R. Envoyons aux points A et B un courant alternatif sinusoïdal de période connue ; comme instrument de zéro prenons un téléphone ordinaire.

Les courants s'équilibrent dans le pont et le téléphone est silencieux lorsque les résistances et les self-inductions des deux branches du pont sont dans le rapport des segments a et b du fil de mesure. Si l'appareil à mesurer ne présente pas de perte d'énergie en dehors de celle que comporte la résistance de l'enroulement, on a pour l'équilibre du pont les équations

$$\frac{R_x + w}{R} = \frac{a}{b} \qquad \frac{L_x}{L} = \frac{a}{b}$$

La première relation est identique à celle du pont à courant continu. S'il existe dans l'appareil à courant alternatif des pertes par courants de Foucault ou par hystérésis, on a lors de l'équilibre les relations

$$\frac{R'_x + w}{R} = \frac{a}{b} \qquad \frac{L'_x}{L} = \frac{a}{b}$$

Le rapport des résistances $\frac{R'_x + w}{R}$ n'est plus semblable à la relation que l'on obtient pour le courant continu. Si, après avoir obtenu l'équilibre pour le courant alternatif, on remplace ce dernier par du courant continu et le téléphone par un galvanomètre, on s'aperçoit que l'équilibre n'existe plus. En modifiant la résistance on trouve l'équilibre du pont avec courant continu. La résistance qu'il a fallu retrancher représente la perte à courant alternatif R' — R. Multipliée par le carré de l'intensité du courant, elle donne l'énergie en watts perdue dans l'appareil par hystérésis, courants de Foucault. rayonnements, etc.

Il faut remarquer que, dans cette méthode, la détermination de la différence R' — R est obtenue par substitution directe et que par suite, des défauts de calibrage du fil de mesure ou autres défauts sont sans influence. On peut arriver à mesurer, avec une exactitude suffisante, de très petites pertes d'énergie.

Les valeurs de la self-induction active et de la résistance active se déduisent facilement des équations 6 et 7.

Pour faire ces mesures on emploie les appareils suivants :

1° *Le générateur de courant alternatif.* — Par suite du fait que dans les appareils où les pertes ont une valeur appréciable, la self-induction et la résistance dépendent beaucoup de la fréquence du courant alternatif, on ne peut obtenir dans le téléphone un minimum utilisable qu'en envoyant dans le pont un courant purement sinusoïdal. Lorsque les pertes sont plus

considérables, c'est absolument nécessaire si l'on veut employer un téléphone ordinaire comme instrument de zéro et ne pas recourir à des appareils particuliers comme le téléphone optique de Wien ou le galvanomètre à vibrations de Rubens. Lorsqu'on emploie un courant alternatif passablement pur, le téléphone ordinaire suffit amplement pour les mesures dont il s'agit. Les producteurs de courant employés habituellement avec le pont alternatif (comme trembleur de Neef, interrupteur de Wehnelt, etc.), donnent un courant alternatif extrêmement impur, même si la fréquence de l'onde fondamentale est maintenue bien constante. Si l'on veut, avec une bobine d'induction obtenir un courant à peu près purement sinusoïdal, on doit, au lieu de ruptures complètes du courant primaire, recourir seulement à des variations de résistance : cela peut être réalisé facilement par l'emploi d'un contact microphonique au lieu d'un contact de rupture : des appareils de ce genre sont connus depuis longtemps sous forme d'appareils d'appel téléphoniques. Un de

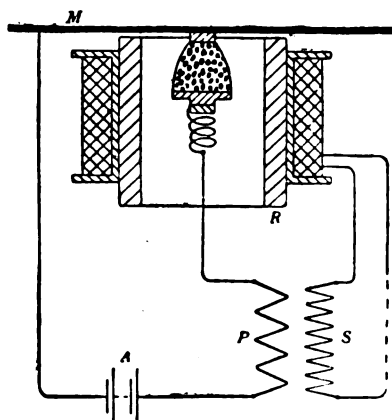


Fig. 2.

ces appareils est représenté par la figure 2. Au centre d'une membrane téléphonique circulaire M est fixé un microphone entouré d'un cylindre d'acier R placé à une distance réglable de la membrane téléphonique. Sur le tube d'acier est enroulée une bobine montée en série avec le secondaire S d'une petite bobine d'induction et la ligne d'utilisation. L'enroulement primaire P de la bobine d'induction est relié au microphone et à deux accumulateurs A. Lorsque la membrane oscille, la résistance du contact microphonique diminue, le courant croissant induit dans le secondaire un courant qui augmente l'aimantation du tube d'acier et accélère par suite le mouvement de la membrane : cette dernière oscille donc continuellement comme un trembleur de Neef. Comme dans le circuit primaire il n'y a que des variations de résistance et non des ruptures de courant, on obtient au secondaire un courant à peu près purement sinusoïdal très approprié aux mesures avec le pont alternatif. En employant des membranes de diverses épaisseurs, on peut facilement obtenir des courants

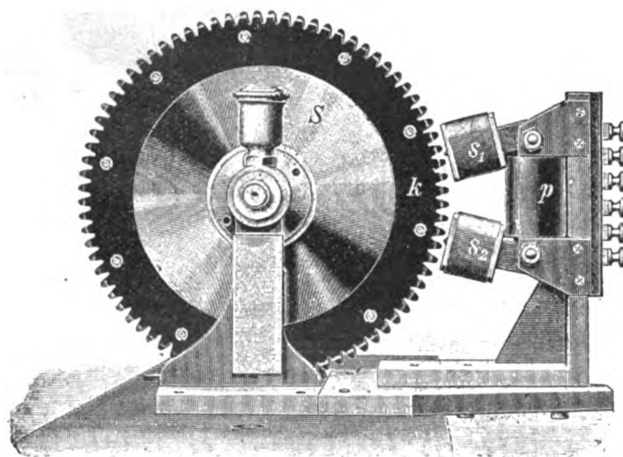


Fig. 3.

alternatifs de fréquence compris entre 300 et 1 000 périodes par seconde.

Pour obtenir un courant aussi pur que possible, il est avantageux d'introduire dans le secondaire une capacité telle que la résonance électrique se produise avec l'oscillation propre de la membrane. Si la self-induction du circuit secondaire est L Henrys et la période d'oscillation de la membrane n, il faut introduire une capacité $C = \frac{10^6}{4\pi^2 n^2 L}$ microfarads.

La détermination de la fréquence du courant est très facile à faire par comparaison avec un diapason. On peut aussi mesurer la distance entre les nœuds des ondes sonores produites dans un tube de verre par un téléphone mis en action par cet appareil.

Comme nous l'avons dit, il est possible d'obtenir par ce moyen des courants dont la fréquence atteint 1 000 périodes par seconde. Des machines destinées à la production de courants sinusoï-

daux de fréquence plus élevée pour laboratoires ont été construites par Kries, Franke et Wien. La machine que nous allons décrire dérive de celle de Franke et de celle de Wien. Elle réunit certains avantages de ces deux dernières qui, dans le but actuel, ont une valeur particulière.

La partie essentielle est constituée par une

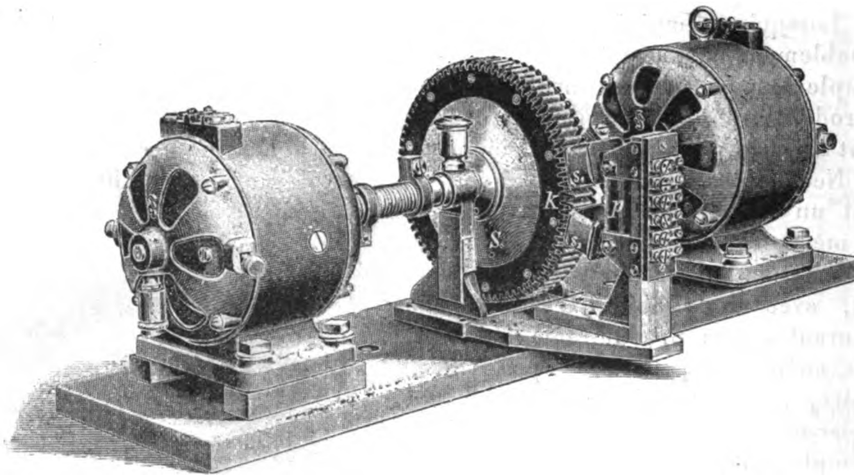


Fig. 4.

roue dentée en fer S d'environ 20 cm de diamètre et 2 cm d'épaisseur, composée de plusieurs centaines de disques de tôle très mince. Les

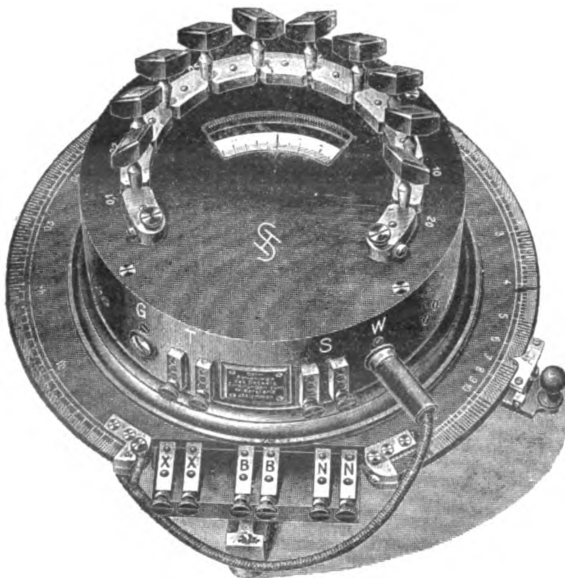


Fig. 5.

disques sont isolés les uns des autres par une mince couche de laque et sont maintenus par les disques d'ébonite K. Vis-à-vis des dents du disque et à faible distance de ces dernières sont placés les pôles pointus d'un électro aimant en fer à cheval constitué également par de minces tôles de fer.

L'électro-aimant est excité par un courant continu passant dans l'enroulement *p*, et le disque de fer est mis en rotation rapide par un moteur shunt (fig. 4) : il se produit alors de fortes oscillations magnétiques qui induisent dans les enroulements secondaires s_1 et s_2 des courants alternatifs. Comme il est facile de placer 100 dents à la périphérie du disque, on peut obtenir à chaque tour 100 périodes complètes.

La vitesse de rotation du moteur shunt peut atteindre 4 000 tours par minute ; les courants produits par cette machine ont donc une fréquence de 6 600 périodes par seconde. Pour éviter la production d'un courant ondulé dans le réseau alimentant la bobine primaire *p*, on intercale une forte bobine de self-induction.

Le second moteur représenté à droite sur la figure 4 est fermé sur une résistance réglable et sert à maintenir constante la charge du moteur d'entraînement de manière que de faibles variations de frottement dans les coussinets ou d'autres petites modifications ne produisent aucune oscillation perceptible dans la vitesse de rotation.

Le courant produit par cette machine contient encore quelques faibles oscillations supérieures

mais dans la plupart des mesures ces impuretés n'ont aucun effet; on peut cependant, comme l'a proposé Wien, les faire disparaître en se plaçant dans les conditions de résonance. Pour cela on ferme la machine sur l'enroulement primaire d'un transformateur et l'on introduit une capacité c satisfaisant à l'égalité
L désignant la self-induction du circuit primaire et n la fréquence.

Par cet artifice on augmente considérablement l'intensité de l'onde principale et les harmoniques supérieurs disparaissent presque entièrement dans le circuit secondaire. La puissance utilisable de la machine est d'environ 15 watts.

2° *Pont à courant alternatif.* — La combinaison d'un pont à courant alternatif servant à la mesure est représentée par la figure 5. La disposition du fil de mesure et du contact glissant est, à part quelques petits détails, la même que celle du galvanomètre universel. La périphérie du socle en forme de disque porte une encoche dans laquelle est placé le fil de mesure.

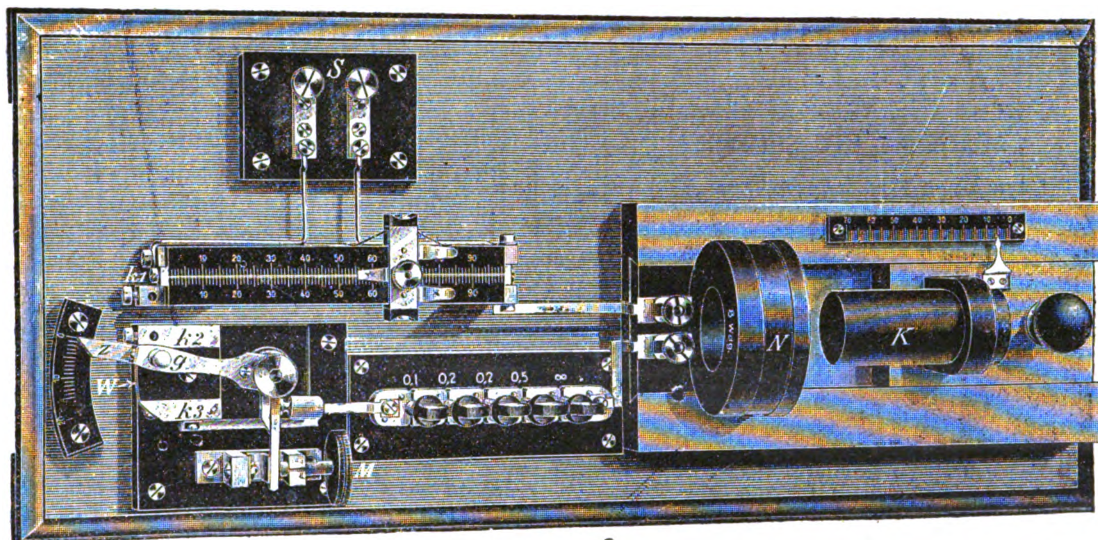


Fig. 6.

Sur ce dernier glisse une roulette de platine qui assure le contact. Le socle porte la boîte de résistances qui contient le galvanomètre servant aux mesures en courant continu.

Aux bornes X est relié l'appareil à mesurer, en IV l'étalon de self-induction, en T le téléphone, en B un élément de pile sèche et en S la source à courant alternatif : en employant le bouchon de prise de courant dans le trou W, on met en circuit la source à courant alternatif et le téléphone; en l'enfonçant en G, on met en circuit le galvanomètre et la source à courant continu. Pour faire une mesure de self-induction et de pertes, on détermine, après avoir mis le bouchon en W, la valeur de la résistance pour laquelle on obtient un minimum, puis on introduit le bouchon en G et l'on note la valeur de la résistance pour laquelle le galvanomètre est au o. On obtient ainsi la résistance de pertes dont il a été question R′ — R. La lecture sur fil, multipliée par la valeur de l'étalon donne la self-induction cherchée de l'appareil.

En outre on obtient en même temps les valeurs individuelles R′ et R de la résistance à courant alternatif et de la résistance à courant continu.

3° *Appareil pour la détermination de très faibles self-inductions.* — Avec la pont à courant alternatif décrit ci-dessus, on peut mesurer des self-inductions jusqu'à 0,001 Henry.

Au-dessous de cette valeur il n'est plus possible de déterminer exactement la self-induction à cause de la self-induction des connexions et des résistances. Pour la mesure de très faibles self-inductions, on peut se servir du pont que représente la figure 6. Pour éviter les erreurs provenant d'induction mutuelle, le fil de mesure est rectiligne et est réduit à une longueur de 10 cm; à la place d'une boîte de résistances, on emploie un fil de manganine W de 20 cm, sur

lequel glisse un contact dont le réglage approximatif est fait au moyen de *g*, et le réglage définitif au moyen de la vis M. La bobine à mesurer est reliée aux bornes K_1 et K_2.

Le téléphone est branché entre le contact du pont et le contact glissant sur W. En N est placée une self-induction variable composée d'une bobine N et d'un noyau mobile K en fer divisé dont les positions sont espacées sur une échelle. Avec cet appareil il est possible de mesurer des self-inductions de l'ordre de 10^{-7} Henry avec une exactitude de 1 à 2 p. 100.

Les appareils décrits peuvent aussi servir à la mesure des coefficients d'induction mutuelle.

B. L.

SOCIÉTÉS SAVANTES ET TECHNIQUES

ACADÉMIE DES SCIENCES

Sur l'ampèremètre thermique à mercure. Note de **M. C. Camichel**, présentée par M. Violle.

« J'ai l'honneur de soumettre à l'Académie la forme pratique que j'ai donnée à l'ampèremètre thermique à mercure, appareil dont j'ai montré les avantages dans des Communications déjà anciennes (*Comptes rendus*, t. CXXV, 1897, et t. CXXVI, 1898).

« I. La méthode employée consiste à échauffer pendant une minute, au moyen du courant continu, une résistance de mercure placée à l'intérieur du réservoir d'un thermomètre à mercure qui rayonne dans une enceinte maintenue à 0°

« Voici en quelques mots la description de l'appareil [1].

« Le courant arrive par une borne *a* dans un fil de platine plongeant dans un large godet A, qui contient du mercure et communique avec une des extrémités d'un tube *t*, entouré par le réservoir R d'un thermomètre à mercure. Le courant sort du tube *t* par un deuxième godet B relié à une borne *b*.

« La résistance intérieure de l'appareil (modèle 1 ampère — 1,7 ampère est environ 1,5 ohm). Les godets A et B, le réservoir R sont enduits de noir de fumée et rayonnent à l'intérieur d'une enceinte en fer noircie intérieurement et entourée de glace fondante ; cette enceinte est desséchée par quelques grains de chlorure de calcium. Un dispositif facile à imaginer permet de replacer l'ampèremètre dans une situation toujours la même vis-à-vis des parois de l'enceinte.

« Pour ramener l'appareil au zéro sans attendre trop longtemps, on fait plonger dans un bain de mercure, contenu à la partie inférieure de l'enceinte, une masse de fer P : le mercure vient alors refroidir par son contact le réservoir thermométrique et il le ramène rapidement à 0°. Avant de faire une mesure, on soulève le plongeur.

Le courant inconnu passe dans l'appareil pendant une minute. Les élévations de température se lisent avec un viseur muni d'un réticule. Pour graduer l'appareil on construit une courbe ayant comme abscisses les intensités du courant et comme ordonnées les élévations de température θ.

II. Le remplissage du tube se fait comme pour un baromètre et exige des précautions spéciales pour éliminer toutes traces d'air et d'humidité.

[1] Construit par M. Hémot, avec une très grande habileté.

CONGRÈS DE VIENNE

Union internationale de tramways et de chemins de fer d'intérêt local. (Treizième assemblée générale (Vienne, 1904) [1].

Rapport de M. G. Pedriali, ingénieur en chef du service électrique de la Société des tramways bruxellois sur la question suivante : *Contrôle des*

[1] A la treizième assemblée générale tenue à Vienne, il a été présenté quelques rapports intéressant les applications de l'électricité à la traction. Nous en donnerons successivement des comptes rendus (N. d. l. R.).

installations électriques et entretien des fils de trôlet.

A. *Contrôle des installations électriques.*

On est d'accord pour reconnaître la nécessité d'une revision périodique et minutieuse de l'état d'isolement des parties de lignes, à des intervalles variant entre trois mois et un an. Des résultats consignés dans les différentes réponses, on peut conclure néanmoins qu'une révision faite tous les six mois doit être considérée comme suffisante.

En général ces revisions n'ont pas relevé de défauts grossiers d'isolement, mais elles ont eu l'avantage de prévenir ces défauts.

Les révisions périodiques permettent de suivre l'état de conservation des matériaux isolateurs; c'est là d'ailleurs leur but principal.

Peu nombreuses sont les sociétés qui ont des services régulièrement organisés pour le service de contrôle le long des lignes, mais toutes procèdent à la revision de l'isolement du réseau par des mesures faites au tableau de l'usine; les moyens employés pour cette revision diffèrent souvent; ces moyens sont plus ou moins rapides et industriellement exacts.

On peut diviser le contrôle de l'isolement des lignes en deux parties.

I. — Contrôle de l'ensemble du réseau ou de parties du réseau alimentées séparément;

II. — Contrôle des appareils constituant l'équipement des lignes.

La première partie de ce contrôle d'isolement est faite généralement au moyen d'appareils installés à l'usine génératrice ou dans les sous-stations.

Certaines sociétés se servent de voltmètres mis en série entre le pôle positif de la génératrice et la partie dont on veut mesurer l'isolement à la terre.

Dans ce cas, si V est la tension entre le pôle positif de la génératrice et la terre et V^o la déviation du voltmètre établi en série, comme il est dit ci-dessus, on trouvera la résistance R d'isolement par la formule suivante:

$$R = \frac{V - V^o}{V^o} r$$

formule dans laquelle r représente la résistance connue du voltmètre.

Ce système, qui n'est vraiment exact que pour des résistances comparables à la résistance du voltmètre dont on se sert, n'est pas à conseiller pour la recherche de l'isolement des câbles isolés, l'isolement étant toujours de plusieurs megohms. Dans ce cas, les galvanomètres sensibles avec résistances étalonnées sont généralement employés.

Un moyen également efficace et rapide pour s'apercevoir d'un défaut, mais qui ne permet pas d'en mesurer exactement l'importance, consiste à vérifier les indications de l'ampèremètre de la première génératrice, lors de la mise en marche du matin. Si toutes les voitures sont isolées du fil de travail et si l'ampèremètre accuse une déviation, il y a lieu de conclure à un défaut d'isolement dans le réseau. Ce défaut peut être localisé en ouvrant successivement les différents interrupteurs des lignes.

Pour les lignes à caniveaux ou à contact superficiel, il y a lieu de procéder journellement et d'une façon régulière aux vérifications de l'isolement. Dans les lignes de cette nature, les causes de détérioration de l'isolement sont multiples; pour les lignes dont les deux pôles sont isolés de la terre, il faut en outre tenir compte du phénomène d'électrolyse qui tend à transporter l'humidité du pôle positif au pôle négatif.

Ce phénomène, dont la conséquence est d'amener une diminution de l'isolement du pôle négatif, est surtout à craindre en temps pluvieux; il est, dans ce cas, avantageux que les feeders aboutissent à des interrupteurs à deux directions permettant de les connecter tantôt au pôle positif, tantôt au pôle négatif des génératrices.

L'installation, dans tous les réseaux, de voltmètres-ohmètres pour la vérification journalière de l'isolement global du réseau ou de ses parties séparément alimentées est à conseiller.

Une partie très importante du contrôle des installations de tramways est celle qui a pour objet, la vérification de la conductibilité des rails en vue de parer aux courants d'électrolyse.

La mesure de la quantité de courant qui, en un point donné, passe des conduites aux rails, est une opération toujours malaisée; il y aurait cependant grand intérêt de connaître quelle est par unité de surface des conduites la quantité d'électricité qui passe de celles-ci aux rails. Cette opération est malheureusement très difficile, sinon pratiquement impossible.

On peut toutefois se rendre approximativement compte de l'importance de ces courants en intercalant dans les conduites un joint parfaitement isolé et en réunissant les deux parties de la conduite à examiner, par un câble comportant un ampèremètre dont la résistance est de l'ordre de la résistance primitive du point. Certaines compagnies préconisent de réunir les conduites aux rails par un câble comprenant un ampèremètre ; mais cette méthode détruit complètement l'équilibre dans la distribution de ces courants d'électrolyse et ne donne pas la mesure exacte des courants traversant les conduites.

Plusieurs des sociétés qui ont donné quelques renseignements sur la question des courants d'électrolyse, essayent de démontrer quelle est la limite du danger de ces courants. On ne peut cependant avoir un criterium exact de la valeur du danger ; ce danger dépend en effet, non seulement des conditions locales, mais surtout des conditions du sol et de la position respective des conduites et des rails. Il y a lieu de remarquer que les prescriptions édictées dans les différents pays pour limiter la chute de potentiel dans les voies n'ont été établies que pour éviter des dangers certains ; ces prescriptions ne sont pas toujours suffisantes pour éviter dans des cas spéciaux des dangers probables.

Il y aurait lieu d'établir pour chaque réseau un plan indiquant aussi exactement que possible les points où la différence de potentiel entre les conduites et les rails est la plus grande et de placer en ces points des tuyaux-témoins qui seraient visités périodiquement.

L'expérience semble montrer que dans les parties des villes où le réseau des conduites est le plus entrelacé avec celui des rails, il est toujours recommandable d'avoir une différence de potentiel inférieure à un volt entre les rails et les conduites, celles-ci étant positives.

Une fois le réseau établi de façon à n'avoir pas à craindre les effets d'électrolyse, il semble être très à souhaiter que les compagnies dont les voies ne sont pas établies en rails continus, surveillent par des revisions périodiques le maintien en bon état des joints. De nombreux appareils efficaces existent en pratique : (vérificateur de Siemens et Halske ; l'appareil de contrôle de l'A. E. G., etc.)

Lorsqu'on dispose de lignes téléphoniques qui longent les lignes de tramways, il est facile de surveiller d'une manière générale l'état des connexions des rails : il suffit en effet d'envoyer par le fil de travail, un courant déterminé au moyen d'une connexion appropriée entre ce fil et les rails en intercalant un rhéostat dans le circuit. Le fil téléphonique sert dans ce cas de fil pilote. Ce procédé peut être appliqué en service en se servant alors du courant normal de service.

Ces essais qui sont très utiles, ne doivent cependant pas dispenser des essais à faire périodiquement sur chaque connexion, car une connexion cassée peut être la cause de détérioration dans les conduites voisines et celle-ci peut ne pas être relevée par les lectures au voltmètre, servant à la revision de l'ensemble du réseau.

La deuxième partie du contrôle des installations électriques consiste en la vérification détaillée de l'appareillage d'isolement et dans la localisation éventuelle des défauts signalés par les revisions périodiques de l'isolement global, soit par la lecture des appareils de mesure ou le déclanchement des interrupteurs automatiques.

Cette vérification des isolateurs se fait par différents systèmes.

Quelques sociétés procèdent par des mesures rapides et croient ne pas devoir rechercher l'importance de l'isolement ; elles se contentent de s'assurer si l'isolateur présente ou non un défaut.

Ce système est évidemment rudimentaire et ne donne aucune précision.

Nous avons vu souvent employer avec succès la méthode des trois lectures, qui peut être résumée comme suit :

Si au moyen d'un voltmètre nous prenons les trois lectures indiquées par exemple A, B et C et si nous posons :

R : résistance du voltmètre ;
X : la résistance de l'isolateur support ;
Y : la résistance de l'isolateur au poteau ;
I : le courant que les isolateurs laissent passer ;
i : le courant qui traverse le voltmètre.

Nous aurons entre ces quantités les relations suivantes :

$$X = \frac{R}{B}(C - A - B) \text{ et } Y = \frac{R}{A}(C - A - B) \text{ (1)}$$

(1) Nous donnons pour plus de clarté le développement

Pour rendre pratique ce système, qui au premier abord paraît un peu délicat, il suffit de donner un numéro d'ordre au point de suspension des lignes et de remettre aux hommes chargés de faire cette vérification, un registre du modèle ci-après :

Ligne de..................

Nº D'ORDRE des suspensions	A GAUCHE du support de suspension			A DROITE du support de suspension			ISOLEMENT		OBSERVATIONS
	A	B	C	A	B	C	X	Y	

des équations qui conduisent aux résultats signalés :

$$A = RI$$

$$i = I \frac{X}{R+X}$$

$$I = \frac{C}{Y + \frac{RX}{R+X}}$$

$$A = R \times \frac{X}{R+X} \times \frac{C}{Y + \frac{RX}{R+X}}$$

d'où

$$R(A\text{-}C)X + ARY + AXY = 0 \qquad (a)$$

et en posant

$$Z = \frac{X}{Y}$$

$$AX + R(A\text{-}C)Z + AR = 0$$

d'autre part en déduisant B de la même façon que nous avons déduit A.

$$B = \frac{RCY}{R + Y\left(X + \frac{RY}{R+Y}\right)}$$

qui, réduite donne :

$$B = \frac{RCY}{R(X+Y) + XY}$$

et

$$BRX + (B\text{-}C)RY + BXY = 0$$

et toujours en mettant

$$Z = \frac{X}{Y}$$

on aura

$$BRZ + (B\text{-}C)R + BX = 0 \qquad (b)$$

et en déduisant X et Y des formules (*a*) et (*b*) on a :

$$X = \frac{R}{B}(C\text{-}A\text{-}B)$$

$$Y = \frac{R}{A}(C\text{-}A\text{-}B)$$

A la rentrée des lectures, l'ingénieur ou un employé fait les calculs et l'on a ainsi une idée exacte de l'état de tous les isolateurs.

Pour la recherche des défauts dans les lignes à caniveau il serait assez malaisé de procéder aux revisions par les systèmes sus-indiqués.

Le système généralement employé consiste à installer sur le tableau de distribution deux lampes-témoins établies en série entre les deux pôles du caniveau, mais dont le point milieu est à la terre. Si un des pôles est à la terre, la lampe en communication avec le pôle opposé brille ; les interrupteurs du tableau des feeders permettent de trouver sans difficulté aucune, sur quelle partie de ligne se trouve le défaut.

Une fois cette constatation faite, il est facile de mesurer approximativement l'importance du défaut au moyen d'un rhéostat mis en série avec la section où il a été trouvé.

Il arrive fréquemment qu'un corps étranger mette le fil de travail en contact avec la terre ; on peut parfois détruire cette cause de contact accidentel en faisant passer dans la ligne un courant intense réglé par un rhéostat.

Si ce moyen ne suffit pas, il faudra procéder à la localisation exacte du défaut. Le moyen le plus pratique consiste dans l'emploi du procédé imaginé par le professeur Eric Gérard.

B. *Entretien des fils de travail.*

Peu de sociétés se sont préoccupées d'établir un contrôle efficace des fils de travail au point de vue mécanique.

Un tel contrôle serait cependant très utile, et il serait surtout désirable que les résultats en soient consignés sur des registres spécialement établis à cette fin.

Les deux types de registres employés par les tramways bruxellois, présentent l'avantage de suivre de très près les travaux de réparation et de renouvellement ; la disposition de ces registres permet de se rendre compte si un point déterminé de l'équipement n'a pas demandé des réparations trop fréquentes ; s'il en est ainsi, l'ingénieur aura son attention immédiatement attirée sur ce point et cherchera à y porter remède.

Au point de vue général, on trouve presque partout les données suivantes :

Portée de 35 et 40 m.
Section du fil : 52 mm².
Tension : environ 500 kgr à 0°.

Dans presque tous les réseaux, on constate des ruptures plus ou moins fréquentes du fil de trôlet ; sur cinq sociétés qui font usage de prises de courant à archet, quatre déclarent n'avoir jamais eu de ruptures.

Les ruptures signalées sont attribuées à des causes très différentes et il ne serait pas facile d'en tirer des conclusions bien précises.

Toutefois, on peut déduire les considérations suivantes de l'expérience :

L'usure du fil de travail pour un équipement en axial, se produit surtout au support. S'il s'agit d'un support soudé, il se produit généralement une usure au milieu et cette usure est d'autant plus accentuée que la suspension est rigide et que le support est court.

S'il s'agit d'un support rivé, l'usure se produit à la sortie du support et quelquefois même à l'entrée du support, mais plus légèrement.

Lorsque les suspensions d'une ligne sont rigides (potences), une usure assez rapide se remarque en dessous des supports ; le fil présente des traces d'étincelles ; sa surface cesse d'être régulière et lisse, et elle présente des ondulations.

Entre deux suspensions, le fil et la perche de trôlet sont soumis à des vibrations ; arrivée au point de support, la perche continue à vibrer et le fil ne vibre plus. A ce moment la perche se détache ou tend à se détacher du fil et frappe le fil de légers coups avec production de petites étincelles.

Si le fil n'est pas bien tendu, les mouvements du fil au passage de la voiture et sous l'effet du vent, peuvent également amener la rupture du fil contre le support, surtout si celui-ci est court, car dans ce cas les ondulations du fil se localisent en un point déterminé et, se répétant continuellement, provoquent la rupture. D'autres causes de ruptures se rencontrent souvent dans les appareils spéciaux tels que aiguilles, croisements, isolateurs de section, etc., etc.

Ces appareils doivent comporter une attache élastique du fil ; cette attache doit par conséquent être longue et de section décroissante et établie de façon à ce qu'une roulette ne reçoive aucun choc, ni à l'entrée, ni à la sortie. Ils doivent posséder une protection très solide et efficace empêchant qu'une roulette venant à dérailler ne puisse en aucun cas venir se coincer dans l'angle présenté par les branches de dérivation. Le fil de trôlet doit pouvoir s'y adapter sans devoir être plié sous un angle trop aigu, de telle sorte que la tension du fil même ne tende à le dessouder. Lorsque un de ces appareils doit être ancré (c'est le cas des aiguilles), il faut que le fil d'ancrage soit établi de façon à faire avec le fil de trôlet un angle assez ouvert ; en tous cas, il est toujours bon de réunir à proximité de l'appareil, le fil de suspension au fil de trôlet au moyen d'un pont rigide de façon à éviter que la roulette ne puisse en cas de déraillement aller se serrer entre les deux fils.

On a obtenu des bons résultats et une prolongation sensible dans la durée du fil en adaptant aux supports usés des gaines en tôle de cuivre d'un millimètre d'épaisseur.

En résumé pour réduire les causes de rupture au minimum, les précautions essentielles à prendre sont :

1° Le contrôle fait par des périodes assez rapprochées avec annotation des résultats consignés dans un registre spécial ;

2° Les suspensions doivent présenter une élasticité aussi grande que possible ;

3° La tension du fil à la température de 0° doit être comprise entre 450 et 500 kgr (pour les fils 52,5 mm^2) ;

4° Les supports doivent être longs et élastiques (la longueur de 380 mm semble avoir donné les meilleurs résultats) ;

5° Les appareils spéciaux doivent présenter des attaches longues et élastiques ; ils doivent être munis d'armatures de sûreté pour empêcher le coincement des trôlets en cas de déraillement ;

6° Les appareils spéciaux, supports de connexion et les supports ordinaires en cas de portées supérieures à 45 m doivent être protégés par un appareil du genre de celui décrit ci-dessus ;

7° En cas de supports soudés, il est à conseiller de faire usage de soudure à la résine relativement tendre ; le fil de trôlet ne doit pas être porté à une température trop élevée.

La durée du fil de trôlet dépend du service et du profil des lignes ; elle varie de 500 000 à 1 500 000 passages pour le fils de 8 mm de diamètre. La pression de l'appareil de prise de courant sur le fil a également une grande importance ; il est à conseiller que pour les lignes à trôlet axial, cette pression ne dépasse en aucun cas 5,5 kgr.

Le Gérant : Ch. COINTE.

Tome XL — Samedi 3 Septembre 1904. — 11e Année. — N° 36

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

THÉORIE DES ACCUMULATEURS AU PLOMB (1)

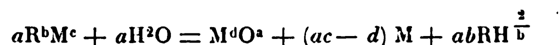
I. DÉCOMPOSITION ÉLECTROLYTIQUE DES SELS AU MINIMUM. — On sait que tous les métaux qui ne forment qu'un seul oxyde stable, dans les conditions ordinaires de température, donnent des sels qui, par électrolyse, déposent sur le pôle négatif le métal et sur l'électrode positive le radical acide. Lorsqu'on opère sur les sels dissous le résultat peut varier, dans le cas des métaux qui décomposent l'eau, car la réaction se complique alors de ce phénomène.

Les métaux qui ont deux oxydes stables et qui sont, de ce fait, susceptibles de donner deux séries de sels se comportent à l'électrolyse d'une manière absolument différente, suivant qu'il s'agit des sels au maximum ou des sels au minimum.

Les sels au maximum sont, au point de vue de la réaction électrolytique, absolument comparables aux sels des métaux de la première catégorie qui ne donnent qu'une série de sels; par contre, on peut, pour tous les autres, poser la règle suivante :

Les sels au minimum, en solution aqueuse, donnent par électrolyses le métal qui se dépose sur la cathode et l'oxyde supérieur, hydraté ou non, qui se dépose sur l'anode.

L'équation de réaction commune à ces derniers sels est, en appelant R le radical acide et M le métal :



$$aR^bM^c + aH^2O = M^dO^a + (ac - d)\,M + abRH^{\frac{2}{b}}$$

Chacun connaît bien des exemples de cette forme de réaction, aussi ne voulons-nous insister que sur la généralité de cette règle.

(1) Ce travail a été fait à l'école de Physique et de Chimie Industrielles.

Tous les sels de bismuth, de cobalt, de cuivre, de fer, de manganèse, au minimum, que nous avons essayés, nous ont donné la même réaction, peroxyde à la positive et métal à la négative. Les sels au maximum de ces mêmes métaux nous ont, au contraire, donné le simple dépôt métallique sur la négative.

Il faut faire exception pour les sels stanneux et mercureux pour lesquels nous n'avons pu trouver les conditions convenables à la formation du dépôt d'oxyde.

On peut interpréter de deux manières différentes le résultat obtenu dans l'électrolyse des sels au minimum.

1° En admettant qu'au pôle + il y a oxydation du sel qui passe au maximum et se décompose en donnant l'oxyde et de l'acide libre. Cette hypothèse, qui semble suffisante à expliquer la réaction dans le cas, par exemple, de sulfate manganeux qui se transformerait en sulfate manganique instable, ou du sulfate cobalteux se transformant en cobaltique, ne permettrait pas de comprendre que le chlorure cuivreux ne se transforme pas simplement en chlorure cuivrique, plutôt que d'abandonner de l'oxyde cuivrique sur la positive.

2° En admettant que l'oxygène naissant formé par l'électrolyse, ou mieux les ions O, agissent directement sur le sel pour former le peroxyde. Cette façon de voir est certainement mieux en accord avec les faits et permet de comprendre qu'en certains cas on ait pu obtenir des oxydes supérieurs, ainsi que M. Hollard [1] l'a montré pour le plomb, le nickel et le bismuth.

II. — DÉCOMPOSITION ÉLECTROLYTIQUE DES SELS DE NICKEL ET DE PLOMB. — Le nickel donne deux oxydes NiO et Ni^2O^3 comparables aux oxydes de fer, mais on ne connaît que les sels correspondants au protoxyde. Cette condition n'empêche pas que l'électrolyse d'une solution de sulfate de nickel $NiSO^4 + 7$ aq, donne, avec deux électrodes de platine, du nickel métallique au pôle négatif et de l'hydrate de sesquioxyde [2] sur la positive.

Le même résultat s'observe lorsqu'on électrolyse les sels de plomb.

L'électrolyse bien connue de l'acétate et du nitrate de plomb se passe, en effet, suivant la règle des sels au minimum. La décomposition d'une solution de chlorure de plomb à chaud se fait également de la même manière avec ce détail intéressant à noter au point de vue pratique, que le plomb déposé sur la négative au lieu de se produire sous forme de cristaux arborescents ou de plomb spongieux, comme dans l'électrolyse des autres sels de plomb, peut s'obtenir en couche compacte et adhérente ; nous avons réussi de cette façon de très beaux dépôts de plomb sur cuivre.

Le mode d'électrolyse des sels de nickel et de plomb, propre aux sels au minimum, semble indiquer la possibilité d'obtenir les sels de ces métaux correspondants aux oxydes connus Ni^2O^3 et PbO^2. Pour ce qui est du plomb, d'ailleurs, M. Elbs [3] a préparé un sulfate de plomb, $(SO^4)^2Pb$, qui se décompose immédiatement en présence de l'eau, même additionnée d'acide sulfurique si la densité est inférieure à 1,65, en donnant de l'acide sulfurique et du peroxyde de plomb.

Nous pensons que le nom de *bisulfate*, donné à ce sel par les auteurs, n'est pas celui qui lui convient, mais qu'il s'agit, en réalité, d'un *sulfate plombique* dans lequel le plomb est

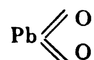
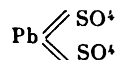
---

(1) HOLLARD. *Bulletin de la Soc. Chim.* 1903, t. 29, p. 151.

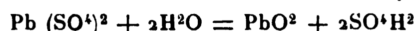
(2) Il est probable que l'oxyde ainsi obtenu n'est pas Ni^2O^3, mais bien l'oxyde NiO^4, comme l'indique M. Hollard (*loc. cit.*). Nous n'avons pas fait de recherches à ce sujet.

(3) ELBS. Préparation des produits chimiques par l'électrolyse. Trad. Leriche, p. 44 ; Elbs et Rixon *Zeitschrift für Elektroch.* V. Q, n° 14, p. 267 ; Elbs et Fischer. *Zeitsch. für Elektroch.* V. 7. n° 12. p. 343.

tétravalent comme il l'est dans le bioxyde de plomb :

La décomposition par l'eau, suivant l'équation :



$$Pb\,(SO^4)^2 + 2H^2O = PbO^2 + 2SO^4H^2$$

paraît, à ce sujet, tout à fait caractéristique.

Il est donc naturel de classer, au point de vue de l'électrolyse, le nickel et le plomb dans le groupe des métaux qui donnent, ou sont susceptibles de donner deux séries de sels.

III. Les théories de l'accumulateur au plomb. — Depuis la découverte de Planté, plusieurs théories ont été faites pour expliquer le fonctionnement de l'accumulateur au plomb, mais aucune, sauf celle due à MM. Gladstone et Tribe, n'a permis le calcul des forces électromotrices de réaction ; elle est basée exclusivement sur la double sulfatation des deux électrodes pendant la décharge et leur désulfatation pendant la charge, suivant l'équation réversible :



$$PbO^2 + Pb + 2SO^4H^2 \rightleftarrows 2SO^4Pb + 2H^2O.$$

Aussi, bien que cette interprétation ait été très discutée et, en particulier, par M. Darrieus (1) qui considère la formation de l'acide persulfurique comme la réaction primaire de l'accumulateur, elle est aujourd'hui à peu près universellement admise et les travaux de W. Kohlraush et Heim (2) et de Mugdan (3), pour ne citer que les principaux, ne permettent plus de douter de la formation du sulfate de plomb sur les deux électrodes pendant la décharge.

Mais, si l'on est maintenant d'accord sur la réaction, il ne paraît pas en être de même de la question du mécanisme qui pourrait permettre à cette réaction de se produire, qui expliquerait l'ensemble des phénomènes observés et donnerait le moyen de prévoir les résultats à obtenir en changeant telles ou telles des conditions d'expérience.

La théorie de M. Elbs (4) conduisait, elle aussi, à admettre la formation du sulfate de plomb aux deux pôles pendant la décharge, mais pour expliquer à la charge la formation du bioxyde, elle admet la formation du sulfate plombique $(SO^4)^2Pb$, qui, en présence de l'eau, se décompose en bioxyde de plomb et acide sulfurique. M. Nernst (5) a combattu cette théorie en montrant que le sel préparé par Elbs dans des conditions très spéciales ne pouvait se former dans l'accumulateur pendant la charge et que, d'ailleurs, si cette réaction se faisait la force électromotrice de l'élément serait sensiblement plus faible qu'elle n'est; enfin que les réactions de Elbs ne sont pas réversibles, ce qui ne peut s'admettre.

Le Blanc (6) admet que, contrairement à ce que l'expérience indique, le bioxyde de plomb est légèrement soluble et que, dans l'eau, il se dissocie en ions Pb tétravalents et en ions hydroxyles OH. Liebenow (7) pense que dans une solution de plomb il doit exister des

(1) Darrieus. *Lumière electrique* 1892, 44, p. 513.
(2) W. Kohlraush et Heim. *Elektrotechn. Zeitsch.* 1889, p. 327.
(3) Mugdan. *Zeitsch. fur Elektroch.* 1899, p. 309.
(4) Elbs. *Zeitsch. fur Elektroch.* 1896, p. 70.
(5) Nernst. *Zeitsch fur Elektroch.* 1896, 3, p. 78. — 1899, 6, p. 46.
(6) Dolezalek. *Théorie de l'Accum. au plomb.* Trad. Liagre, p. 30.
(7) Liebenow. *Zeitsch fur Elektroch.* 1896, 2, p. 420.

ions $Pb\,O^2$ avec deux charges négatives, et enfin Dolezalek (1) conclut à la réalité de la théorie de Liebenow en se basant sur ce que la faible solubilité du sulfate de plomb dans l'eau acidulée suffit à expliquer la présence d'ions $Pb\,O^2$ dans la solution.

Il nous semble que la solubilité du sulfate de plomb à elle seule est tout à fait insuffisante pour expliquer la présence d'ions $Pb\,O^2$ et nous croyons que ces différentes théories n'éclairent que d'une façon très incomplète la question du mécanisme de la désulfatation.

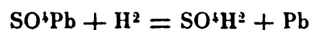
IV. Fonctionnement de l'accumulateur par le sulfate de plomb dissous. — Après ce que nous avons vu en commençant sur le mode d'électrolyse des sels de métaux au minimum et notant le fait connu de la solubilité légère du sulfate de plomb dans l'acide sulfurique (2) nous pensons naturel d'admettre que ce sulfate de plomb dissous, sous le passage du courant, donne du peroxyde à la positive et du plomb métal à la négative à la façon de tous les sels solubles de plomb.

Dans le but de vérifier cette décomposition du sulfate de plomb par le courant, nous avons électrolysé une solution de sulfate de plomb dans l'eau contenant du sulfate de soude et nous avons obtenu ainsi le double dépôt peroxyde-métal. Nous avons eu le même résultat en substituant le sulfate de magnésie au sulfate de soude ; dans ces deux cas, la liqueur peut être rendue fortement acide par l'acide sulfurique, sans changer la forme de la réaction. Enfin la solution de sulfate de plomb dans l'hyposulfite de soude donne également le double dépôt, mais compliqué par la décomposition de l'hyposulfite de soude (3).

Le sulfate de plomb est excessivement peu soluble dans l'eau acidulée sulfurique à la concentration habituelle des accumulateurs, mais on peut constater néanmoins cette solubilité en prenant, à l'aide d'une pipette, à la fin d'une décharge, une certaine quantité de la liqueur à laquelle on ajoute de l'alcool; on observe alors, dans la masse du liquide, la formation d'un louche blanc qui se dépose très lentement et qui est formé par du sulfate de plomb. Au contraire, si, au lieu de prendre le liquide à fin de décharge, on le prend vers la fin de la charge, pendant le passage du courant et en ayant soin que la pipette ne recueille que le liquide du voisinage immédiat de la plaque, ce liquide reste clair lorsqu'on le traite par l'alcool; il ne contient donc plus de sulfate de plomb dissous.

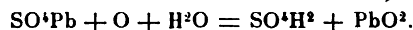
Voici, d'après cette façon de voir, la marche du phénomène :

Charge.— La solution contient du sulfate de plomb dissous; sur le pôle — les ions H se substituent aux ions Pb qui se déposent



$$SO^4Pb + H^2 = SO^4H^2 + Pb$$

à la positive les ions O agissent sur le sel de plomb à la façon d'un oxydant en donnant du bioxyde de plomb



$$SO^4Pb + O + H^2O = SO^4H^2 + PbO^2.$$

On sait, en effet, que les hypochlorites réagissent sur les sels de plomb en donnant du bioxyde et que l'eau oxygénée réagit aussi de cette façon, si le sel de plomb est en solution alcaline. Il n'est donc pas étonnant que l'oxygène naissant agisse exactement de la même manière.

---

(1) Dolezalek. *Loc. cit.*, p. 37.

(2) On trouve quelques chiffres sur la solubilité du sulfate de plomb dans l'acide sulfurique dans le dictionnaire de Wurtz au chapitre qui traite de ce corps, et la courbe représentant la solubilité de ce sel en fonction de la concentration en acide sulfurique dans le livre de M. Dolezalek (*loc. cit.*).

(3) On connait des combinaisons de sulfate de plomb avec le sulfate de soude, molécule à molécule (Berthier) avec le sulfate de potasse (Trommsdorff) et aussi avec l'hyposulfite de soude. Ces corps sont considérablement plus solubles que le sulfate de plomb.

Dès que le sulfate de plomb de la solution s'épuise, les plaques en fournissent une nouvelle quantité qui rentre immédiatement en jeu et les phénomènes successifs de dissolution et de décomposilion se suivent de si près que tout se passe au contact de l'électrode, et le Pb, ou le PbO^2, suivant le pôle, se dépose à la place même qu'avait, avant sa dissolution, le sulfate de plomb qui lui a donné naissance.

Décharge. — A la décharge, la réaction inverse se produit comme elle est indiquée par la théorie de Gladstone et Tribe, par celle de Elbs et par tous ceux qui admettent la double sulfatation.


Au pôle positif : $PbO^2 + SO^4H^2 + H^2 = SO^4Pb + 2H^2O$.


Au pôle négatif : $Pb + SO^4H^2 + O = SO^4Pb + H^2O$

V. Applications de la théorie a l'expérience — 1. Lorsqu'on plonge deux lames de plomb dans l'eau acidulée et qu'on fait passer le courant, on oxyde très lentement et très superficiellement la lame positive et la lame négative ne se forme qu'à peine. Si on ajoute du sulfate de soude ou de magnésie à l'électrolyte, on augmente la solubilité du sulfate de plomb qui se forme toujours à la surface de l'électrode au contact de l'acide sulfurique, et on constate la formation rapide et dans toute sa masse, de l'électrode positive, alors que la négative se recouvre de plomb spongieux.

2. Quand un élément d'accumulateur est sulfaté, on obtient la désulfatation par une charge prolongée ; on hâte le résultat en diminuant beaucoup le degré de l'acide de l'électrolyte et en faisant passer un courant assez intense pour obtenir l'échauffement du liquide. Les deux conditions — acide très étendu [1] et échauffement du liquide — sont toutes deux favorables à la dissolution du sulfate de plomb. On obtient, d'ailleurs, le même résultat en ajoutant à l'électrolyte un dissolvant du sulfate de plomb, tel que sulfate de soude ou sulfate de magnésie.

3. Les mélanges employés par les fabricants d'accumulateurs pour garnir les grillages devant servir à la préparation des plaques sont toujours à base de minium ou de litharge, mais ils contiennent, en outre, un certain nombre de corps que la pratique a désignés et qui rentrent en proportions variables dans les recettes empiriques dont on fait usage.

Les corps additionnés aux oxydes de plomb, sont de trois sortes très différentes :

a). Ceux qui n'interviennent que comme liants au moment de l'empâtage et qui doivent disparaître pendant la formation ; ce sont les gommes, les résines, les goudrons, le collodion... etc.

b). Les matières neutres dont le rôle est de donner de la porosité à la matière et qui subsistent dans l'accumulateur formé, comme la pierre ponce, ou disparaissent lentement, comme le graphite.

c). Enfin des corps assez nombreux qui sont susceptibles de se combiner aux oxydes ou au sulfate de plomb pour former des produits sensiblement plus solubles dans l'électrolyte que le sulfate de plomb seul.

C'est ainsi que l'empâtage à l'ammoniaque s'explique par ce fait que le sulfate de plomb est soluble dans l'ammoniaque (Wittstein) et qu'on connait un sulfate double de plomb et d'ammonium très soluble dans l'eau [2].

---

[1] La courbe de solubilité du sulfate de plomb dans l'eau acidulée sulfurique en fonction de la teneur en acide, montre un minimum de solubilité entre 13 et 14 p. 100 d'acide ; pour des concentrations plus faibles et plus grandes la solubilité croît rapidement (Dolezalek).

[2] Woehler et Litton. *Ann. der Chem. und Pharm.*, t. XLIII, p. 126.

La pyridine employée par certains fabricants pour l'empâtage agit de la même manière que l'ammoniaque.

Les sulfates de soude et de magnésie. qui sont fréquemment employés, interviennent de la même manière, ainsi que nous l'avons déjà dit.

Le sulfate d'ammonium et le sulfate de potassium qui sont d'excellents dissolvants du sulfate de plomb (Trommsdorff) donnent aussi de très bons résultats pour l'empâtage.

Tous ces corps ont, en outre, l'avantage que, disparaissant par dissolution dans l'électrolyte, ils laissent à la matière active une porosité qui lui permet, pendant la sulfatation, d'augmenter de volume sans danger.

4. On attribue généralement une importance très grande à l'adhérence que doit présenter l'oxyde sur son support avant la formation ; il existe une espèce assez nombreuse d'éléments où cette adhérence n'existe absolument pas, ce sont ceux où les oxydes sont enfermés dans des sachets de matière isolante percés de trous, avec une électrode de plomb traversant la masse pour y amener le courant; la formation a pour but, dans ces éléments de transformer tous ces grains qui sont indépendants les uns des autres en une masse compacte à grosse porosité. La formation, en effet, s'obtient à la faveur des sels de plomb dissous qui précipitent par électrolyse soit du plomb, soit de l'oxyde, entre les grains et les soudent ainsi peu à peu les uns aux autres. Il est donc facile de voir, d'après tout ce que nous avons dit, que la formation se fera d'autant plus facilement qu'on sera dans un milieu où le sulfate de plomb sera plus soluble. Cette condition se trouve remplie en opérant dans une solution contenant soit du sulfate de soude, soit du sulfate de magnésie acidulée ou non d'acide sulfurique; ces procédés ont l'avantage de n'introduire aucun corps susceptible de nuire à la durée de l'accumulateur; on doit donc les employer de préférence à celui qui consiste à mettre dans l'électrolyte de l'acide acétique ou de l'acétate de plomb ou de soude, ou de l'acide nitrique ou du nitrate de plomb ou de soude, car l'expérience a montré qu'il était très difficile de débarrasser l'élément de ces acides qui nuisent beaucoup à sa durée ; tous ces derniers corps donnent cependant et pour la même raison que les sulfates une formation très rapide.

5. Pour terminer, nous ferons observer que le phénomène de diminution de la capacité avec la rapidité des décharges de l'accumulateur, expliqué dans la théorie actuelle par l'appauvrissement rapide de l'électrolyte au voisinage des électrodes sans que celui-ci puisse se régénérer assez rapidement, s'explique tout à fait de la même manière dans la théorie que nous venons d'exposer, puisqu'il faut qu'au fur et à mesure que le sulfate de plomb dissous est électrolysé, de nouvelles quantités se dissolvent pour le remplacer et que cette substitution ne peut être instantanée.

Néanmoins comme la substitution doit se faire d'autant plus rapidement que le sulfate de plomb est plus soluble dans le milieu, on peut prévoir que si l'on ajoute à l'électrolyte d'un accumulateur du sulfate de soude ou de magnésie, sa capacité baissera beaucoup moins vite, pour des régimes croissants de décharge, que si l'électrolyte était simplement formé d'eau acidulée.

Dans le but de vérifier cette conclusion, M. P. Gasnier à fait sur un élément d'accumulateur plusieurs décharges rapides en trente-cinq minutes, de façon à bien déterminer sa capacité; il ajouta ensuite à l'électrolyte du sulfate de soude et constata que faisant la décharge dans des conditions identiques d'intensité la capacité s'était accrue de 15 p. 100 environ dans deux expériences successives.

Paul Bary.

NOUVELLES INSTALLATIONS ÉLECTRIQUES

DE LA COMPAGNIE DES CHEMINS DE FER DE L'OUEST EN GARE DES BATIGNOLLES ET DÉPENDANCES (*suite*) [1]

Sous-station de transformation. — La sous-station transforme l'énergie électrique, courant alternatif triphasé 5000 volts, 25 périodes, voltage polygonal, en courant continu, distribué suivant le système à 3 fils donnant une différence de potentiel de 500 volts entre les fils extrêmes et de 250 volts sur chaque pont.

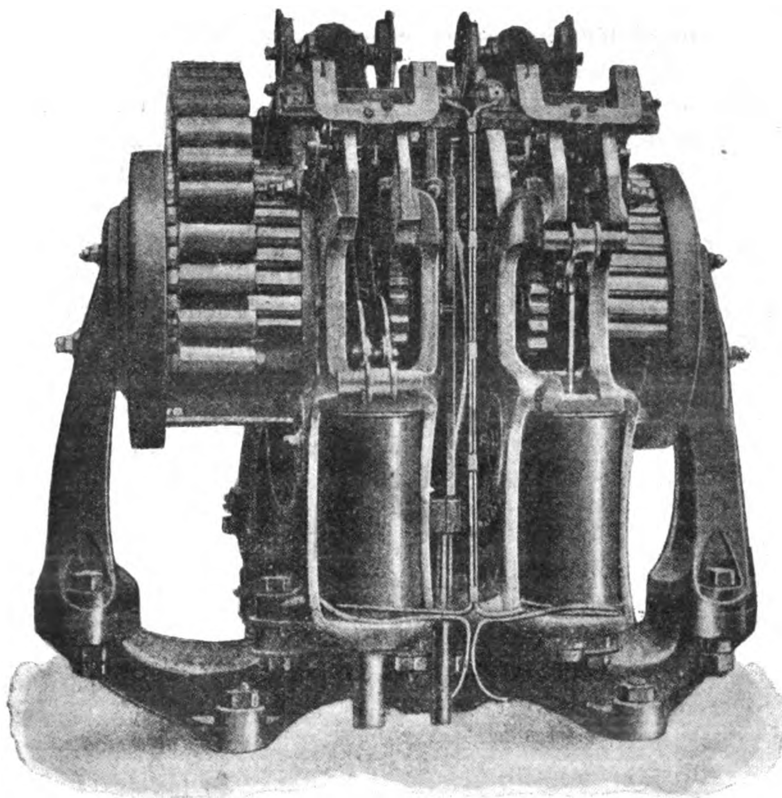


Fig. 3.

La sous-station comprend actuellement 2 groupes de transformation, l'un de 600 kilowatts, l'autre de 300 kilowatts, tous deux composés d'un moteur asynchrone fonctionnant directement sous 5 000 volts et accouplé à une génératrice courant continu de 500 volts. La figure 6 représente le groupe de 300 kilowatts.

En outre, de ces 2 groupes de transformation, la sous-station comprend les groupes suivants destinés aux divers services accessoires, savoir :

1° 1 groupe d'égalisation composé de 2 moteurs shunt de 100 kilowatts chacun à 250 volts ;

2° 2 groupes d'excitation de 30 kilowatts composés chacun d'un moteur asynchrone de 220 volts, 25 périodes, directement accouplé à une génératrice de 30 kilowatts, 500 volts,

(1) Voir *L'Éclairage Électrique*, n° 35.

avec les transformateurs statiques nécessaires. Ces groupes sont destinés à la mise en vitesse des 2 groupes de transformation avant leur couplage sur la haute tension, et peuvent servir également à la marche en excitation séparée des génératrices de 600 kilowatts et de 300 kilowatts.

3° 2 groupes survolteurs de 20 kilowatts, composés chacun d'un moteur asynchrone 100 volts, 25 périodes accouplé directement à une génératrice de 100 volts, avec les transformateurs statiques nécessaires.

A l'exception des deux moteurs asynchrones des groupes survolteurs, fournis par la maison Farcot, tout le matériel électrique, machines, tableaux et appareillage, se rapportant à la manœuvre et à la conduite des groupes ci-dessus énumérés, a été fourni par la société anonyme Westinghouse.

La sous-station est complétée par une batterie d'accumulateurs destinée à marcher normalement en tampon. Cette batterie, fournie par la société Tudor, comprend 280 éléments : elle est d'une capacité de 600 ampères-heure à la décharge en 1 heure. Tout le matériel électrique de charge et de décharge de cette batterie, réducteurs manœuvrables à distance de charge et de décharge, panneaux de tableaux pour la charge et la décharge, avec tout l'appareillage *ad hoc*, a été fourni par la Compagnie générale de Constructions électriques, qui a également construit et mis en service dans cette sous-station les rhéostats automatiques installés sur chaque feeder d'éclairage et destinés à maintenir constante, quel que soit le régime, la différence de potentiel sur chaque pont aux bornes des cabines de distribution de chaque section.

On doit en dernier lieu signaler un groupe compresseur d'air servant au soufflage des machines. Ce groupe est constitué par un petit moteur série, 500 volts, de 3 kilowatts, actionnant par engrenage un compresseur à bielles et manivelles, lequel comprime de l'air dans un réservoir de 300 litres sur lequel on branche un tuyau flexible muni à son extrémité d'une lance de soufflage (fig. 3).

Il a été très difficile de caser dans le local dont on disposait les nombreuses machines, tableaux et appareils divers qui composent la sous-station. Malgré les difficultés, les ingénieurs de la Compagnie ont su résoudre le problème de telle façon que depuis sa mise en service la sous-station satisfait pleinement à tous les besoins de son exploitation.

Toutes les machines ont été disposées au niveau du sol. Les tableaux ont été installés sur un plancher en ciment armé situé à 2,35 m au-dessus du sol et qui a une profondeur de 4 m. Enfin, pour loger les accumulateurs, il a été nécessaire de constituer un autre plancher en ciment armé, occupant cette fois toute la surface de la salle et auquel on accède par un petit escalier tournant qui prend naissance sur le plancher des tableaux.

Nous allons maintenant suivre le schéma général de la sous-station (fig. 4), en nous arrêtant pour en indiquer les caractéristiques et les conditions de fonctionnement, à chaque machine ou appareil pouvant présenter un intérêt particulier.

A. Courant alternatif haute et basse tension. — Comme toutes les autres sous-stations de la compagnie de l'Ouest [1], quelle que soit d'ailleurs leur importance, la sous-station de Batignolles est alimentée par 2 câbles haute tension, dont un seul assure normalement le service. A la sortie des boîtes d'extrémités sont disposés des fusibles sur chaque câble et sur chaque phase. Ces fusibles sont du type Thomson et constitués en principe par des lames métalliques minces, fortement tendues par ressorts, lesquels écartent rapidement au moment de la fusion les deux tronçons métalliques. Ces fusibles, déjà employés dans les

[1] La compagnie de l'Ouest a en service à l'heure actuelle 29 sous-stations.

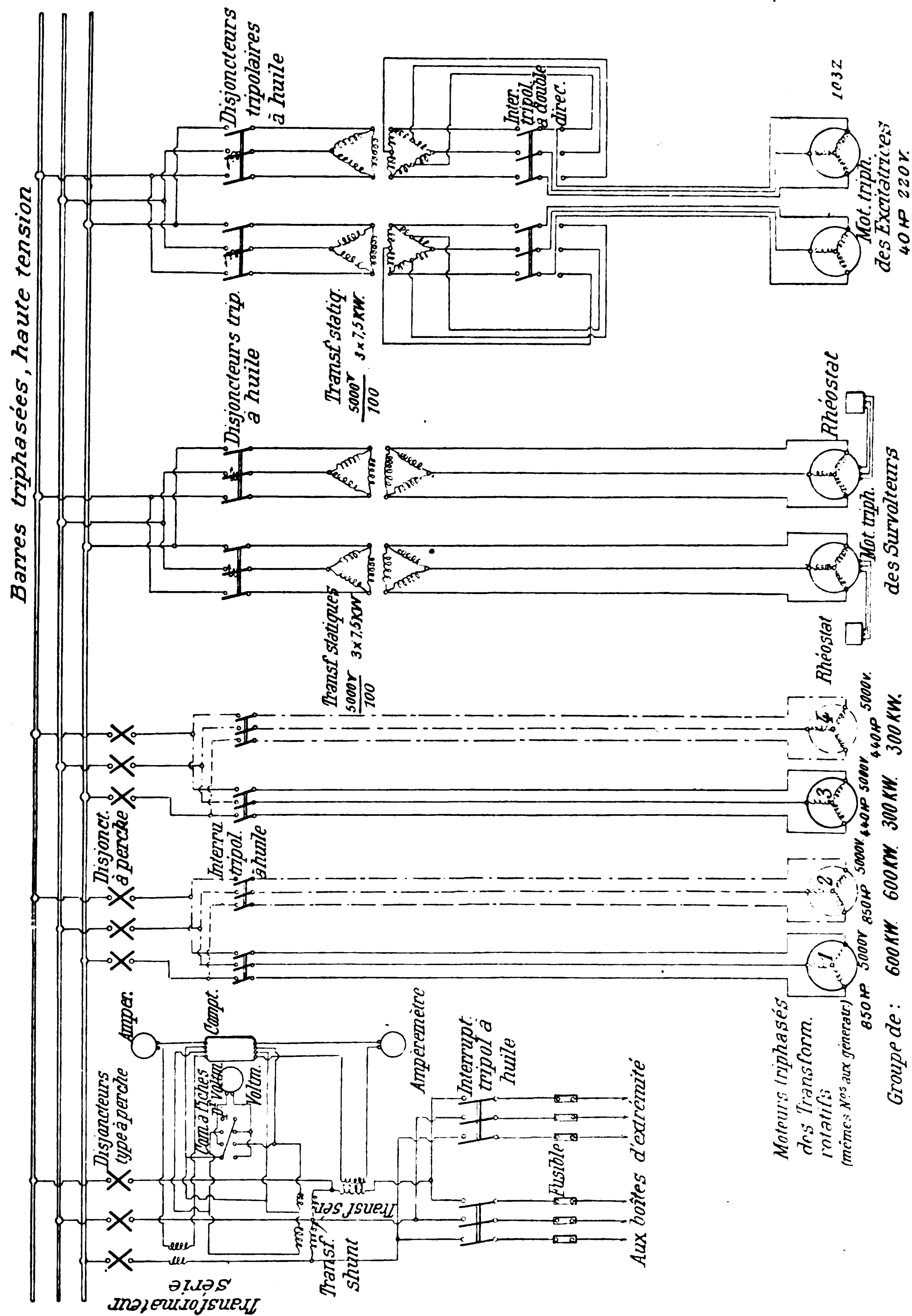

Barres triphasées, haute tension
Disjoncteurs tripolaires à huile
Inter. tripol. à double direc.
Disjoncteurs trip. à huile
Transf. statiq. 5000V/100 3×7,5 KW
Mot. triph. des Excitatrices 40 HP 220 V.
Rhéostat
Mot. triph. des Survolteurs
Rhéostat
Transf. statiques 5000V/100 3×7,5 KW
Disjonct. à perche
Interru. tripol. à huile
5000V. 440 HP 300 KW.
5000V. 440 HP 300 KW.
5000V 850 HP 600 KW
5000V 850 HP 600 KW
Moteurs triphasés des Transform. rotatifs (mêmes Nos aux générateur)
Groupe de :
Amper.
Compt.
Voltm.
Ampèremètre
Interrupt. tripol à huile
Disjoncteurs type à perche
Fusible
Transf. série
Transf. shunt
Aux boîtes d'extrémité
Transformateur série

Fig. 4.

***

sous-stations de traction de la ligne Invalides-Versailles, ont toujours eu un bon fonctionnement et présentent, en outre, le grand avantage de pouvoir être mis en place sous voltage, sans danger pour le personnel. Cette propriété permet de les placer à la naissance même d'une dérivation, c'est-à-dire, avant tout autre appareil, ce qui est la seule manière de protéger efficacement toutes les autres installations, branchées sur les mêmes canalisations principales, contre un incident survenant à l'installation considérée.

Immédiatement après les fusibles, chaque ligne triphasée aboutit à un interrupteur principal coupant dans l'huile du dernier type Westinghouse. A la sortie des interrupteurs, les 3 phases des 2 lignes se branchent sur 3 petites barres omnibus haute tension, lesquelles sont jonctionnées aux barres omnibus principales haute tension. Entre ces petites barres omnibus et les barres principales sont montés les appareils de mesure haute tension, savoir : 1 voltmètre à fiche permettant la lecture entre les 3 phases, 2 ampèremètres et un compteur (montage normal). Avant la jonction aux barres principales on rencontre enfin un disjoncteur Westinghouse, type à perche. Les barres omnibus haute tension alimentent les circuits suivants : (sur le schéma (fig. 4) les groupes et organes divers représentés en trait plein existent seuls; les parties en éléments s'appliquent aux machines prévues mais non encore installées) :

1° Le moteur triphasé à 5000 volts du groupe de transformation de 600 kilowatts;
2° Le moteur triphasé à 5000 volts du groupe de transformation de 300 kilowatts;
3° Par tranformateurs, les moteurs triphasés des deux groupes survolteurs;
4° Par transformateurs, les moteurs triphasés des deux groupes d'excitation.

1° *Moteur triphasé à 5000 volts du groupe de transformation de 600 kilowatts.* — Immédiatement après la dérivation sur les barres, le courant traverse un disjoncteur haute tension du type à perche suivi d'un interrupteur à huile. A la sortie de cet interrupteur les trois phases aboutissent à une boîte d'extrémité, laquelle est reliée, par un câble unique triphasé logé en caniveau, à une autre boîte d'extrémité placée à proximité du moteur. C'est de cette dernière boîte que partent les connexions proprement dites du moteur.

Les caractéristiques de ce moteur sont les suivantes :

Chevaux	850 sur l'arbre
Tension aux bornes	5 000 volts
∿	25
Ampères en pleine charge	89
Tours	290
Cos φ à pleine charge	0,92
» à 3/4 de charge	0,89
Alésage du stator	2 134
Diamètre du rotor en cage d'écureuil	2 131
Enroulement du stator	en étoile

Ce moteur ne comporte aucun dispositif spécial de démarrage, lequel s'effectue par le lancement du rotor au synchronisme par la génératrice courant continu,

2° *Moteur triphasé à 5000 volts du groupe de transformation de 300 kilowatts.* — Immédiatement après la dérivation sur les barres le courant traverse un disjoncteur haute tension du type à perche suivi d'un interrupteur à huile. A la sortie de cet interrupteur les 3 phases aboutissent à une boîte d'extrémité, laquelle est reliée par un câble unique triphasé logé en caniveau, à une boîte d'extrémité placée à proximité du moteur. C'est de cette dernière boîte que partent les connexions proprement dites du moteur.

Les caractéristiques de ce moteur sont les suivantes :

Chevaux	440 sur l'arbre

Tension aux bornes	5 000 volts
∿	25
Ampères en pleine charge	40
Tours	460
Cos φ à pleine charge	0,92
» à 3/4 de charge	0,89
Alésage du stator	1 528
Diamètre du rotor en cage d'écureuil	1 524
Enroulement du stator	en étoile.

Ce moteur ne comporte aucun dispositif spécial de démarrage, lequel s'effectue par le lancement du rotor au synchronisme par la génératrice courant continu.

3° *Moteurs triphasés des 2 groupes survolteurs.* — A leur naissance, les dérivations passent dans des interrupteurs à huile spécialement agencés pour former en même temps disjoncteurs. A la sortie de ces appareils le courant aboutit directement au primaire des transformateurs. Chacun des 2 groupes survolteurs comprend 3 transformateurs monophasés montés en triangle $\frac{5000}{100\ \text{v}}$, de 8 kilowatts. Le secondaire aboutit aux bornes du stator du moteur asynchrone dont les caractéristiques sont les suivantes :

Kilowatts	20
Tension aux bornes	100
∿	25
Ampères en pleine charge	120
Cos φ à pleine charge	0,90
» à 3/4 de charge	0,87

Ce moteur est muni d'un rhéostat de démarrage sur le rotor.

Les moteurs des 2 groupes de survoltage sont identiques.

4° *Moteurs triphasés des 2 groupes d'excitation.* — A la naissance des barres omnibus, les dérivations passent dans des interrupteurs à huile spécialement agencés pour former en même temps disjoncteurs. A la sortie de ces appareils le courant aboutit directement au primaire du transformateur.

Chacun des deux groupes d'excitation comprend 3 transformateurs monophasés montés en triangle $\frac{500}{220\ \text{v}}$, de 10 kilowatts.

Le secondaire de ces transformateurs est muni de connexions à mi-triangle, ce qui donne une position à tension réduite pour le démarrage. A cet effet, les 2 natures de connexions du secondaire sont reliées respectivement aux deux séries de plots de l'interrupteur tripolaire à 2 directions de mise en marche du moteur. Le démarrage du moteur s'obtient par la fermeture du tripolaire sur les plots basse tension et par le passage sur la série de plots correspondant à la tension totale, après obtention de toute la vitesse que peut donner la tension réduite de démarrage. Les caractéristiques de chacun des deux moteurs sont les suivantes :

Chevaux	40 sur l'arbre
Tensions aux bornes	220
∿	25
Ampères à pleine charge	90
Tours	720
Cos φ à pleine charge	0,90
» à 3/4 de charge	0,87
Alésage du stator	0,562
Diamètre du rotor en cage d'écureuil	0,558
Enroulement du stator	en étoile.

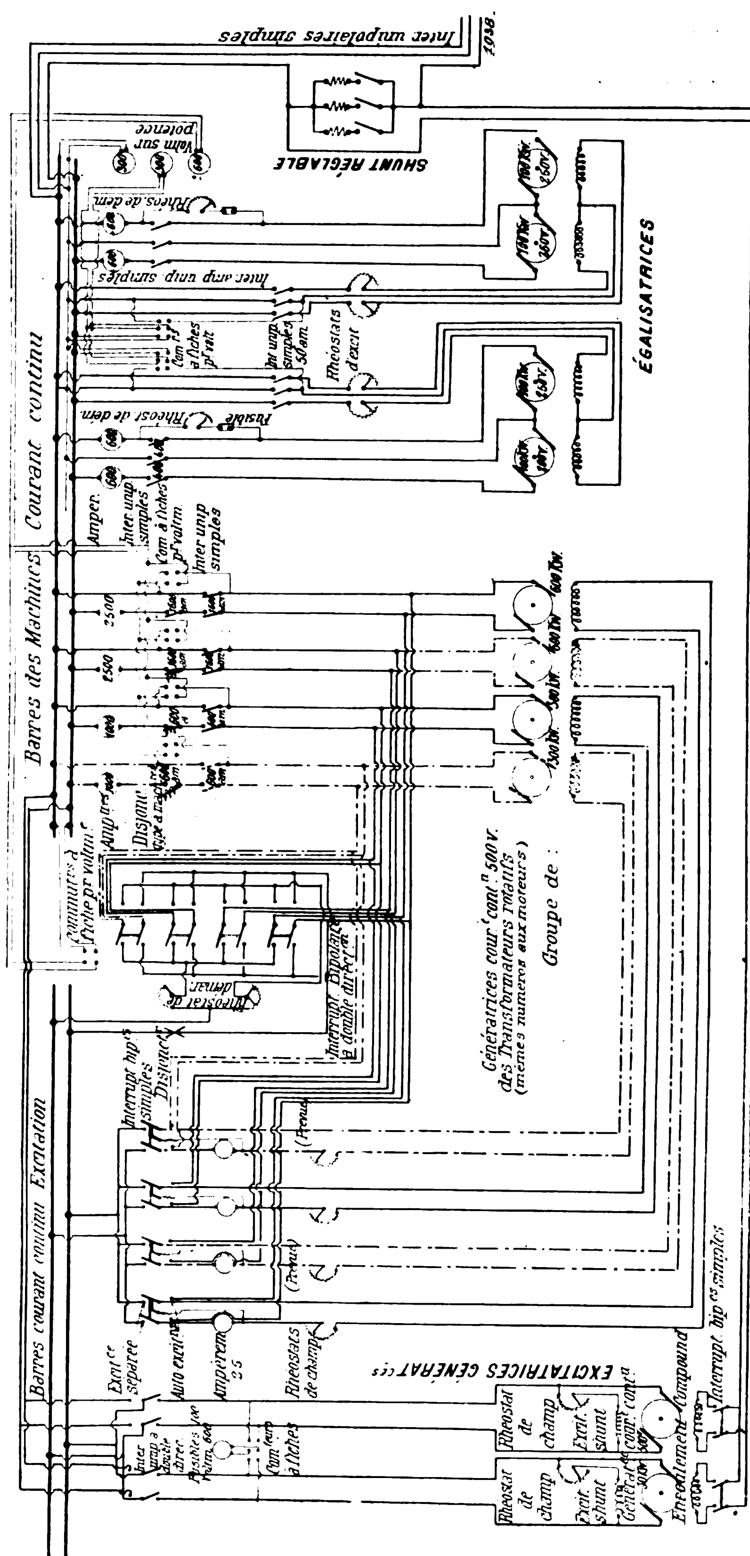

Barres des Machines
Courant continu
Barres courant continu Excitation
SHUNT RÉGLABLE
ÉGALISATRICES
EXCITATRICES GÉNÉRATrices
Groupe de :

Fig. 5.

B. Courant continu. — Nous diviserons l'étude du côté courant continu de la sous-station en 4 parties principales :

1° Machines génératrices et égalisatrices;
2° Services accessoires des génératrices ;
3° Accumulateurs, charge, décharge ;
4° Départ des feeders et accessoires.

1° *Machines génératrices et égalisatrices* (fig. 5). — La génératrice de 600 kilowatts tourne

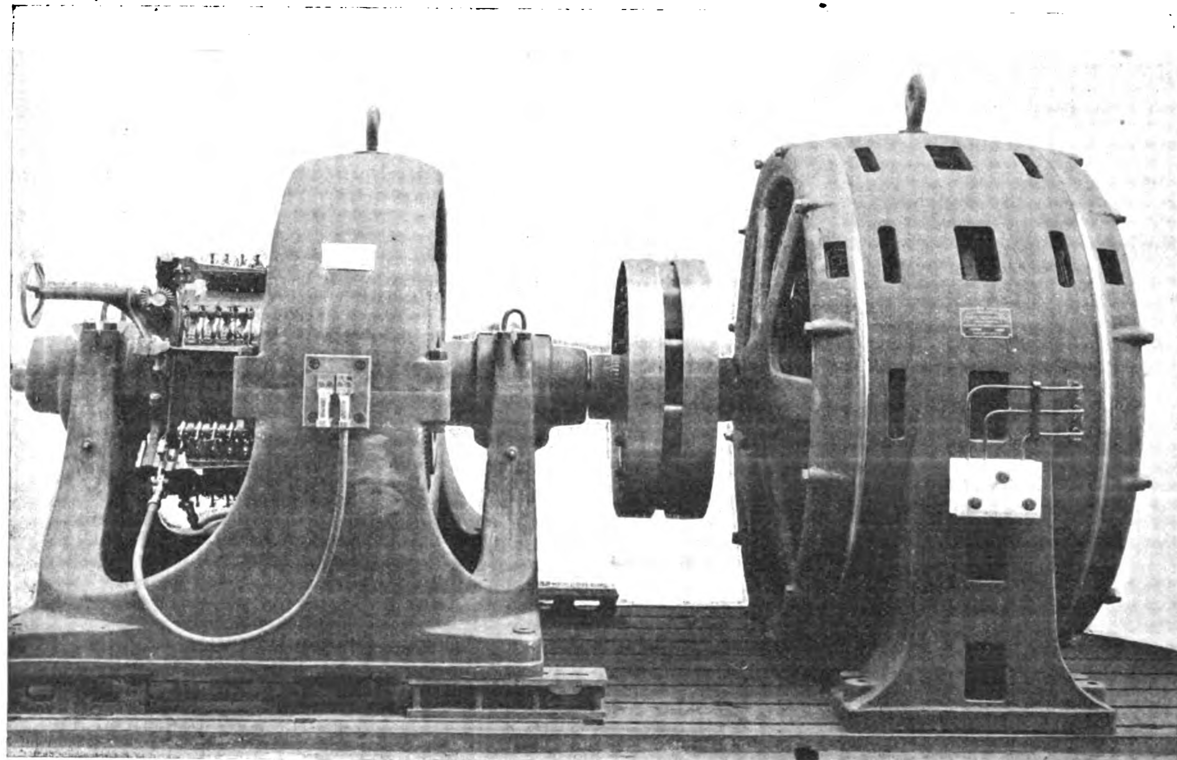


Fig. 6.

à 290 tours : induit à tambour, 8 pôles, 8 lignes de balais. La liaison de l'induit aux barres omnibus des machines comporte un interrupteur sur chaque pôle, un disjoncteur monopolaire sur le positif et un ampèremètre. En outre, des connexions pour commutateur à fiches de wattmètre sont disposées pour le couplage des machines en parallèle sur les barres par la réduction à zéro, c'est-à-dire la comparaison entre un pôle barre et le même pôle de la machine.

Ainsi que nous le verrons plus loin le circuit d'excitation de cette génératrice est installé sur le tableau des services accessoires.

La génératrice de 300 kilowatts tourne à 365 tours : induit à tambour, 6 pôles, 6 lignes de balais. De même que pour la génératrice de 600 kilowatts, la liaison de l'induit aux barres omnibus des machines comporte un interrupteur sur chaque pôle, un disjoncteur monopolaire sur le positif et un ampèremètre. En outre des connexions, pour commutateurs à fiches de voltmètre sont disposées pour le couplage des machines en parallèle sur les barres par la réduction à zéro, c'est-à-dire la comparaison entre un pôle barre et le même

pôle de la machine. Sauf pendant ces manœuvres de couplage, le commutateur de voltmètre est laissé en prise sur les connexions donnant le voltage entre les barres + et — des machines.

Ainsi que nous le verrons plus loin, le circuit d'excitation de cette machine est installé sur le tableau de services accessoires.

Le groupe des égalisatrices comprend 2 moteurs de 250 volts 100 kilowatts, 550 tours, à excitation shunt, accouplés directement et rigidement l'un à l'autre. Les induits sont en tambour, 6 pôles, 6 lignes de balais.

Un pôle d'induit de chacun de ces moteurs est relié respectivement à une des barres des machines. Le pôle commun des 2 induits aboutit à une troisième barre qui crée ainsi le fil neutre des 2 ponts. Chaque liaison d'induit aux barres comporte un interrupteur unipolaire. Entre les bornes d'un des interrupteurs sur fil extrême est branché le rhéostat de démarrage que l'on courtcircuite à fin de course par la fermeture de l'interrupteur considéré. Chaque fil extrême comporte également un ampèremètre à 2 directions. Les circuits de champ des 2 égalisatrices sont croisés, c'est-à-dire que le circuit d'excitation de l'égalisatrice, dont l'induit est branché sur le pont 1, est alimenté par le pont 2, et réciproquement. Le circuit de champ comporte un interrupteur monopolaire sur chaque fil, un rhéostat sur chacun des fils extrêmes et les connexions nécessaires pour commutateur à fiche de voltmètre pour la fermeture de l'interrupteur de champ sur le fil neutre par la réduction à zéro, c'est-à-dire par la comparaison entre le neutre des barres et le neutre des égalisatrices, opération qui termine la mise en marche des égalisatrices qui sont démarrées comme 2 machines en série, c'est-à-dire avec l'interrupteur de champ du fil neutre ouvert.

2° *Services accessoires des génératrices.* — Les services accessoires des machines génératrices comprennent :

a. Les circuits d'excitation des 2 génératrices de 600 et de 300 kilowatts, combinés de façon à permettre la marche en excitation séparée, ou en auto-excitation.

b. Les dispositifs de démarrage des génératrices de 600 et de 300 kilowatts considérés comme moteurs des asynchrones des machines de 600 kilowatts et de 300 kilowatts, pour le lancement de ces derniers au synchronisme avant leur couplage sur la haute tension.

Pour cela deux barres omnibus spéciales à 500 volts sont mises en charge par les 2 génératrices des groupes dits d'excitation. Les caractéristiques de chacune de ces 2 génératrices sont les suivantes :

Kilowatts	30
Tours	720
Voltage	500
Pôles	4
Lignes de balais	4
Excitation	shunt avec compoundage facultatif.

Les rhéostats de champ de ces génératrices sont naturellement disposés de façon à permettre leur excitation avant leur couplage sur les barres. Les circuits d'induit aboutissent à des interrupteurs bipolaires à deux directions permettant, soit de mettre la génératrice considérée sur les barres omnibus spéciales, soit de mettre ces barres en charge par une dérivation prise sur les barres omnibus principales.

a. Excitation des génératrices 600 et 300 kilowatts. — Le courant, pris sur les barres accessoires, passe par un interrupteur bipolaire muni d'un dispositif de décharge pour coupure de champ. Cet interrupteur bipolaire est à deux directions : la première direction

assure l'excitation indépendante ; la seconde direction ferme le circuit de champ sur les bornes d'induit de la génératrice considérée, donnant ainsi la marche en auto-excitation qui est celle employée normalement en service.

Dans la marche en excitation séparée, le compoundage des génératrices excitatrices peut être assuré par un deuxième circuit de champ alimenté par la différence de potentiel créée aux bornes d'un shunt réglable disposé en série sur un des fils extrêmes de sortie du tableau des machines.

b. Pour le démarrage des génératrices le courant est pris également sur les barres spéciales et aboutit aux bornes d'induit des génératrices en passant dans un des deux rhéostats de démarrage installés à cet effet, le passage dans l'un ou l'autre de ces rhéostats étant obtenu par la position de fermeture de l'interrupteur bipolaire de démarrage dans l'une ou l'autre des deux positions qu'il peut prendre. Les circuits de démarrage sont protégés par un disjoncteur unipolaire.

(*A suivre.*)

H. PATAUD.

NOTE
SUR LA DÉTERMINATION DES PHASES DES COURANTS
ET TENSIONS DANS UN TRANSFORMATEUR

On sait qu'une self-induction dans un circuit détermine un retard de la phase du courant sur celle de la force électromotrice, et qu'un condensateur au contraire met le courant en avance.

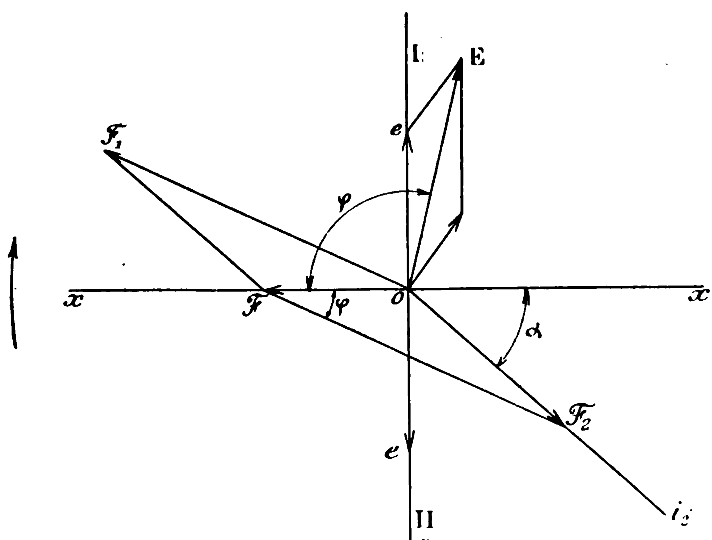


Fig. 1.

Si on ferme le secondaire d'un transformateur dont le flux résultant de la composition des flux primaire et secondaire est supposé constant, sur un circuit inductif, la valeur de la

tension primaire et la différence de phase de cette tension et du courant primaire varieront avec l'inductance du circuit.

Considérons un transformateur de force magnétomotrice résultante F (fig. 1).

Soit e la force électromotrice induite par le flux auquel elle correspond dans les circuits primaire et secondaire. Pour le secondaire, nous portons la force électromotrice e sur un vecteur en retard de $\frac{\pi}{2}$ sur F. Pour le primaire nous prenons cette force e en signe contraire pour la composer avec la tension ohmique et la tension de self du primaire.

Si nous supposons que le secondaire renferme une self-induction, i_2 sera la direction

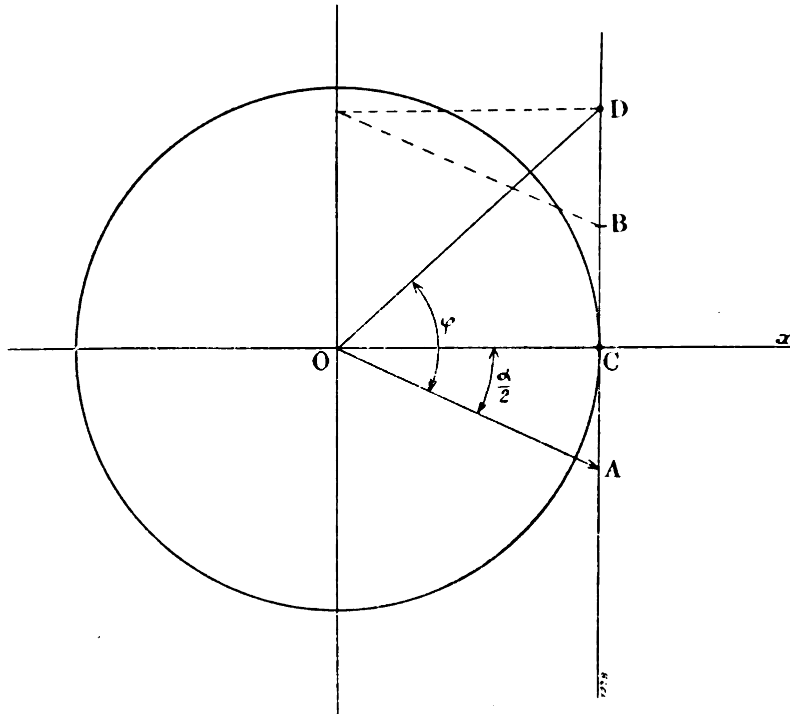


Fig. 2.

du courant et de la force magnétomotrice F_2 dans ce circuit. Nous en déduirons F_1 du circuit primaire.

Si nous supposons enfin pour simplifier que la résistance du primaire est négligeable, la tension aux bornes primaires E_1 sera simplement la résultante de e et de $\omega \mathfrak{L}_1 i_1$ dirigée normalement à F_1.

i_1 est le courant primaire ;

$\mathfrak{L}_1$ la self-induction de ce circuit.

Soit α l'angle de F_2 avec F.

φ — F_1 — F.

φ_1 — E_1 — F.

Cherchons ce que devient l'angle φ et la composante F_1 lorsque α varie, c'est-à-dire lorsque l'inductance du secondaire varie seule.

Désignons OF_1 par ρ, OF par a et OF_2 par b. Nous avons tout d'abord :

$$\rho \cos \varphi = a + b \cos \alpha$$

$$\rho \sin \varphi = b \sin \alpha$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{b \sin \alpha}{a + b \cos \alpha}$$

en différenciant il vient

$$\frac{1}{\cos^2 \varphi} d\varphi = \frac{b \cos \alpha\,(a + b \cos \alpha)\, d\alpha + b^2 \sin^2 \alpha\, d\alpha}{(a + b \cos \alpha)^2}$$

or

$$\cos^2 \varphi = \frac{1}{1 + \frac{b^2 \sin^2 \alpha}{(a + b \cos \alpha)^2}}$$

d'où

$$d\varphi = \frac{(ab \cos \alpha + b^2) d\alpha}{(a + b \cos \alpha)^2} \times \frac{1}{1 + \frac{b^2 \sin^2 \alpha}{(a + b \cos \alpha)^2}}$$

$$d\varphi = \frac{(ab \cos \alpha + b^2)\, d\alpha}{a^2 + b^2 + 2ab \cos \alpha}$$

en intégrant on aura la valeur de φ :

$$\varphi = \int \frac{ab \cos \alpha + b^2}{a^2 + b^2 + 2ab \cos \alpha}\, d\alpha = \mathrm{J}$$

posons $\alpha = 2x$

$$\mathrm{J} = \int \frac{ab \cos 2x + b^2}{a^2 + b^2 + 2ab \cos 2x}\, 2dx = \int f(x)\, dx$$

$$f(x) - 1 = \frac{b^2 - a^2}{a^2 + b^2 + 2ab \cos 2x}$$

$$\mathrm{J} - x = \int \frac{b^2 - a^2}{(a + b)^2 \cos^2 x + (a - b)^2 \sin^2 x}\, dx$$

posons $\operatorname{tg} x = z$

$$\mathrm{J} - x = \int \frac{(b^2 - a^2)\, dz}{(a + b)^2 + (a - b)^2 z^2} = \frac{b^2 - a^2}{(a + b)^2} \times \frac{a + b}{a - b} \int \frac{d\left(\frac{a - b}{a + b} z\right)}{1 + \left(\frac{a - b}{a + b} z\right)^2}$$

$$\mathrm{J} - x = -\int \frac{d\left(\frac{a - b}{a + b} z\right)}{1 + \left(\frac{a - b}{a + b} z\right)^2}$$

et en remarquant que b est $> a$

$$\mathrm{J} - x = \int \frac{d\left(\frac{b - a}{b + a}\right) z}{1 + \left(\frac{b - a}{b + a} z\right)^2}$$

****

$$J - x = \text{arc tg}\left(\frac{b-a}{b+a}\,z\right) + C$$

$$\varphi = \frac{\alpha}{2} + \text{arc tg}\left(\frac{b-a}{b+a}\,\text{tg}\,\frac{\alpha}{2}\right) + C \qquad (1)$$

pour $\alpha = 0$ et $\alpha = \pi$ on a $\varphi = 0$
d'où $C = 0$.

∴

La détermination de $\rho = F_1$ peut se faire sans difficulté puisque :

$$\rho = \sqrt{a^2 + b^2 - 2ab\cos\alpha}.$$

Si nous désignons la composante de la tension aux bornes dirigée suivant ox' par $K\rho$ et par $K'a$ la composante dirigée suivant OI nous aurons pour exprimer E_1 des équations analogues à celles que nous avions pour φ_1 ci-dessus :

$$\left.\begin{aligned} -E_1\cos\varphi_1 &= K\rho\sin\varphi \\ E_1\sin\varphi_1 &= K\rho\cos\varphi + K'a \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

d'où

$$E_1 = \sqrt{K^2\rho^2 + K'^2a^2 + 2K\,K'a\,\rho\cos\varphi}$$

d'autre part

$$\text{tg}\,\varphi_1 = \frac{K\rho\cos\varphi + K'a}{K\rho\sin\varphi}$$

$$\text{tg}\,\varphi_1 = \cot\varphi + \frac{K'a}{K\rho\sin\varphi}$$

en différenciant, nous obtiendrons une expression qui nous permettra de déterminer l'angle φ_1. En effet :

$$\frac{1}{\cos^2\varphi_1}\,d\varphi_1 = \frac{1}{\sin^2\varphi}\,d\varphi - \frac{K'a\cos\varphi}{K\rho\sin^2\varphi}\,d\varphi$$

d'où

$$d\varphi_1 = \cos^2\varphi_1\left[\frac{K\rho - K'a\cos\varphi}{K\rho\sin^2\varphi}\right]d\varphi$$

or

$$\cos^2\varphi_1 = \frac{1}{1 + \left(\dfrac{K\rho\cos\varphi + K'a}{K\rho\sin\varphi}\right)^2} = \frac{K^2\rho^2\sin^2\varphi}{K^2\rho^2 + K'^2a^2 + 2KK'a\rho\cos\varphi}$$

et enfin

$$d\varphi_1 = \frac{K^2\rho^2 - KK'a\rho\cos\varphi}{K^2\rho^2 + K'^2a^2 + 2KK'a\rho\cos\varphi}\,d\varphi$$

ce qui revient à

$$= \frac{A^2 - AB\cos\varphi}{A^2 + B^2 + 2AB\cos\varphi}\,d\varphi$$

expression de même forme que la précédente et dont l'intégrale s'obtient de même. A et B y sont simplement des constantes.

*
* *

La représentation graphique de l'expression (1) peut se faire aisément. Si on trace en effet un cercle de rayon = 1 et si en dessous de l'origine ox on trace un vecteur OA faisant avec ox

Fig. 3.

l'angle $\frac{\alpha}{2}$ si on porte sur la tangente de cet angle la longueur $\frac{b-a}{b+a}$ tg $\frac{\alpha}{2}$ = AB, on trouvera par une construction très simple le point D (fig. 2).

L'angle DOA = φ.

*
* *

Si on voulait tenir compte de la résistance ohmique du secondaire il faudrait modifier les relations (2) comme suit (voir fig. 3) :

$$-E_1 \cos\varphi_1 = K\rho \sin\varphi - K_1\rho \cos\varphi$$
$$E_1 \sin\varphi_1 = K'a + K\rho\cos\varphi + K_1\rho\sin\varphi$$

Le terme en K_1 correspond à la chute de tension ohmique du primaire. Il vient alors :

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{K\rho\sin\varphi - K_1\rho\cos\varphi}{K'a + K\rho\cos\varphi + K_1\rho\sin\varphi}$$

en posant tg $\varphi_1 = z$ on aura une expression de la forme

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{Az - 1}{1 + Az + B\sqrt{1+z^2}}.$$

Il sera plus simple pour trouver la vraie valeur de la tension au primaire en tenant compte de la résistance ohmique de la considérer comme résultante de E_1 et de $K_1\rho$ composante dirigée suivant F_1.

Si on appelle V_1 cette valeur de la tension au primaire, on a la relation

$$V_1 = \sqrt{E_1^2 + K_1\rho^2 + 2E_1K_1\rho\cos(\varphi_1 - \varphi)}.$$

J. Dalemont,
Ancien élève de l'Institut Montéfiore.

SUR LE

RÉGLAGE DE LA SENSIBILITÉ DES GALVANOMÈTRES THOMSON

La sensibilité d'un galvanomètre Thomson, dont l'équipage mobile ne serait soumis qu'au seul champ des bobines, aurait une sensibilité infinie $\left(\frac{tg\alpha}{I} = \infty\right)$; un tel appareil ne serait d'aucune utilité pour la mesure des intensités de courant. L'existence du champ terrestre introduit, par contre, un couple directeur qui a pour premier effet de fixer le zéro de l'appareil, mais dont le moment serait trop élevé pour permettre de réaliser des appareils très sensibles pour la mesure des courants très faibles, si l'astaticité de l'équipage mobile ne réduisait ce couple à presque rien. L'astaticité parfaite conduirait encore à une sensibilité infinie, mais, outre qu'elle est impossible à réaliser et surtout à conserver, cette astaticité et l'absence d'action directrice fixe qui en est la conséquence rendrait toute mesure impossible; les variations continuelles du champ terrestre et des champs ambiants, surtout dans les locaux industriels, seraient sans effet sur la position du zéro, mais cette dernière serait à la merci des torsions infinitésimales de la suspension et des moindres mouvements de l'air ambiant. Une astaticité quasi-parfaite n'est donc désirable au point de vue de la sensibilité qu'autant que l'on puisse pourvoir à la fixité du zéro, sans laquelle une grande sensibilité serait illusoire. Au moyen des aimants directeurs, on substitue à l'action directrice du champ terrestre, qui échappe à tout réglage, une action que l'opérateur peut modifier à son gré, de façon à concilier ces deux conditions antagonistes de toute bonne mesure galvanométrique : la fixité du zéro et une grande sensibilité. Dans ces conditions, il y a tout intérêt à ce que l'action terrestre reste modérée et que le système ait une astaticité relative, car ses variations n'influenceront que très peu le zéro du galvanomètre. Quant à la sensibilité, on pourra, en principe, la rendre aussi grande que l'on veut, puisqu'il suffit de donner à l'action des aimants directeurs une valeur égale et opposée à celle du champ terrestre pour rendre la sensibilité infinie; mais on est toujours limité dans cette voie par la condition de stabilité du zéro. A ce point de vue, avec une suspension à peu près astatique, on est avant tout gêné, dans les opérations industrielles, par les champs locaux ; dans un laboratoire à poste fixe, on se rend rapidement compte de l'influence de ces champs locaux et de leurs variations ; à une sensibilité donnée correspondra une condition déterminée de fixité du zéro, et il sera aisé de déterminer avec une approximation suffisante l'erreur probable due à la variation du zéro. Les tâtonnements que nécessitent ces recherches et les conditions diverses de l'emploi du galvanomètre exigent que l'opérateur puisse faire varier la sensibilité très rapidement dans de grandes limites. Les personnes peu familiarisées avec l'emploi du galvanomètre Thomson font usage des aimants directeurs d'une façon tout empirique et se privent ainsi gratuitement d'une portion très importante de l'échelle des sensibilités, parce qu'elles commettent l'erreur de croire que la sensibilité varie toujours dans un sens unique avec l'intensité du champ des aimants directeurs.

En règle générale, quand on se trouve en présence d'un galvanomètre réglé et prêt à l'usage, si la sensibilité n'est pas celle que l'on désire, il faut commencer par faire tourner sur eux-mêmes les aimants directeurs sans changer leur position relative, de façon que le champ directeur tourne autour de l'axe de figure du galvanomètre sans que son intensité soit modifiée. L'équipage mobile quitte la position du zéro, puis finit par y revenir quand

on continue à faire tourner les aimants directeurs sur eux-mêmes toujours dans le même sens. Dans cet état du réglage, on se trouve en présence d'une sensibilité nouvelle ; il est même très aisé de prévoir si cette sensibilité sera plus grande ou plus faible que la sensibilité première, en appliquant la règle suivante : si, pour un observateur placé le long de l'axe de symétrie du galvanomètre, l'équipage mobile tourne dans le même sens que les aimants directeurs, en partant du zéro primitif, la nouvelle sensibilité sera supérieure à la sensibilité primitive, quand l'équipage sera revenu à sa position initiale, les aimants directeurs ayant toujours tourné dans le même sens.

L'explication de cette règle nous entraînera à exposer le mécanisme du réglage de la sensibilité, de telle façon que, en s'y rapportant, chacun puisse modifier à coup sûr la sensibilité d'un galvanomètre Thomson et se rendre compte de suite du maximum de sensibilité qu'on peut attendre de l'appareil employé.

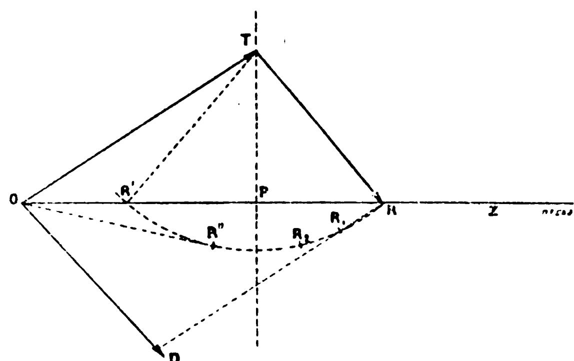


Fig. 1.

Considérons d'abord un équipage mobile formé d'un aimant unique et supposons le champ ambiant fixe en grandeur et direction, et représenté par le vecteur OT (fig. 1) ; soit OD le champ directeur, OZ la direction fixe choisie pour le zéro de l'appareil. La résultante des champs OT, OD devra être dirigée suivant OZ, de telle sorte que TR est égal et parallèle à OD. Dans le triangle OTR, OT est invariable en grandeur et direction, et la direction OZ est fixe. Toutes les valeurs du champ directeur compatibles avec l'orientation du galvanomètre et la position choisie pour le zéro, donnant, autrement dit, des résultantes de champ dirigées suivant Oz, sont représentées par le faisceau de segments issus du point T fixe et s'appuyant sur la droite Oz. Si, sans changer la grandeur du champ directeur TR on le fait tourner, le point R se déplace sur l'arc RR', l'équipage mobile suit ce mouvement et s'oriente suivant les directions successives OR_1, OR_2, OR''. Jusqu'au point R'' correspondant à la position de tangence à l'arc RR', la droite OR et, par conséquent, l'équipage mobile tournent, comme la droite TR, c'est-à-dire l'aimant directeur, dans le sens des aiguilles d'une montre. Au delà du point R'', TR et OR tournent en sens contraires ; en OR', l'équipage est de nouveau orienté suivant le zéro primitif, mais la résultante OR' est plus faible que OR, et la nouvelle sensibilité est plus élevée. On voit ainsi que la perpendiculaire TP divise l'angle TOZ en deux régions ; la région TPZ est celle des sensibilités faibles caractérisée par une rotation dans le même sens du champ directeur et de l'équipage mobile ; la région TPO, au contraire, est celle des grandes sensibilités; le champ directeur et l'équipage mobile y tournent en sens contraires. Dans la première, il faut diminuer le champ directeur (TR) pour augmenter la sensibilité ; tandis que dans la deuxième il faut augmenter ce champ (TR') pour avoir de plus grandes sensi-

bilités. Si, en pratique, cette seconde région est moins connue, c'est qu'elle n'existe pas quand l'orientation Oz du galvanomètre est choisie perpendiculaire à OT, auquel cas l'angle OTP est nul. Dans les laboratoires industriels, la direction du zéro est presque toujours imposée par la configuration du local ; il serait, du reste, superflu de choisir l'orientation de ce zéro perpendiculaire au méridien magnétique, comme étant la plus favorable à la stabilité du zéro ; les champs locaux, la plupart du temps très variables, introduits par les masses électriques et magnétiques avoisinantes, rendraient cette précaution illusoire. On voit aussi sur la figure 2 que la région des grandes sensibilités n'existe pas non plus si l'angle TOZ est obtus ; cette condition ne s'aperçoit pas *a priori* avec les systèmes sensiblement astatiques d'équipages mobiles. On sait, en effet, qu'un tel système est équivalent à un aimant unique dont la ligne des pôles est perpendiculaire au plan bissecteur des aimants de l'équipage ; la simple inspection de l'appareil ne renseigne pas sur la polarité de cet aimant fictif. Or, si l'on se reporte à la figure 2, on voit que si l'on

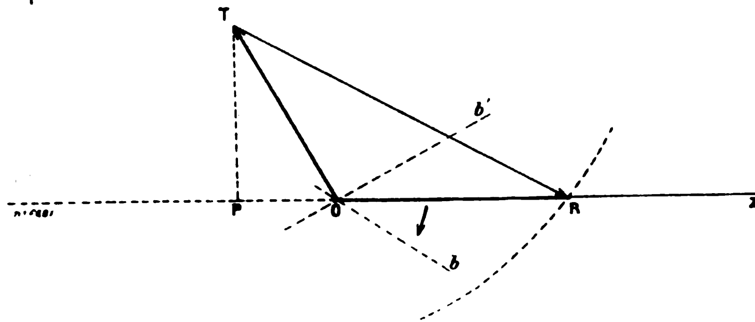


Fig. 2.

fait tourner les aimants directeurs d'un tour complet en partant de la position TR, la résultante OR tournera toujours dans le même sens que TR. En réalité, l'équipage mobile viendra butter dans sa position extrême *ob*, et les aimants directeurs continuant à tourner, l'équipage basculera en *ob'* pour reprendre la rotation dans le même sens que le champ directeur. Cette simple opération indique donc que l'angle TOZ est droit ou obtus, et qu'avec l'orientation choisie la seconde région de sensibilités n'existe pas. Le cas de l'angle TOz aigu présente évidemment plus de généralité : il peut avoir certains avantages au point de vue de la sensibilité.

Le champ directeur a, en effet, pour chaque instrument une valeur maximum et une valeur minimum. Si la valeur maxima est inférieure à TP, la direction OZ ne peut en aucun cas convenir pour l'orientation du zéro. Si le maximum est compris entre TP et OT, on aura deux sensibilités pour TOP aigu, et une orientation inutilisable dans le cas de TOz obtus. Pour un maximum supérieur à OT, il n'y a dans tous les cas qu'une sensibilité pour ce maximum. Si d'autre part le minimum du champ directeur est supérieur à OT, il n'y a, pour TOz aigu ou obtus, qu'une seule sensibilité. Cette rapide discussion montre que l'aimantation la plus favorable est, en tous cas, celle qui donne au champ directeur un minimum supérieur à TP et un maximum supérieur à OT. Si dans ces conditions, l'angle de la direction du champ terrestre avec celle de la résultante est aigu, on obtiendra une échelle de sensibilités très étendue ; pour des installations à poste fixe, l'intensité d'aimantation des aimants directeurs devra remplir ces conditions et il y aura lieu de la modifier en conséquence. Ce sera souvent un avantage très précieux d'obtenir des sensibilités très diffé-

rentes, par une simple rotation des aimants directeurs ; il se peut présenter en effet, souvent, que l'on ait, dans un laboratoire, besoin de sensibilités différentes pour deux genres d'essais. Après quelques tâtonnements, on arrivera rapidement à déterminer ces deux sensibilités, de telle façon qu'elles correspondent à une même valeur du champ directeur ; on passera alors de l'une à l'autre par une simple rotation des aimants directeurs avec une perte de temps insignifiante et sans rien changer aux réglages primitifs.

On a supposé, dans ce qui précède, que l'équipage mobile se composait d'un aimant unique; mais comme toutes les actions sur cette équipage se ramènent à des couples que l'on peut supposer transportés dans un même plan perpendiculaire à l'axe de l'équipage mobile, au point de vue de la composition de ces couples ou de leurs forces, ce qui précède s'applique sans modification. L'orientation de ces diverses forces par rapport aux plans de symétrie de l'équipage est évidemment inconnu, mais sa détermination n'aurait aucun intérêt pratique.

En résumé, comme l'action de la plus grande valeur du champ directeur est dans tous les galvanomètres Thomson supérieure à celle du champ terrestre, l'opérateur se trouvera, en général, en présence du cas où il faudra diminuer le champ directeur pour augmenter la sensibilité. Le plus souvent le minimum du champ directeur ne permet pas d'orienter l'équipage mobile dans la position choisie pour zéro, et qui correspond à une résultante faisant avec le champ terrestre un angle voisin de 90°. A ce moment, on se priverait de la seconde région des sensibilités, si l'on ne prenait pas la précaution d'augmenter peu à peu le champ directeur, en tournant les aimants directeurs sur leur axe, *jusqu'à ce que l'équipage mobile tourne en sens contraire des aimants directeurs ;* une fois ce résultat obtenu, il faudra *augmenter* peu à peu le champ directeur pour obtenir des sensibilités de plus en plus grandes [1].

P. CHARPENTIER.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

GÉNÉRATION ET TRANSFORMATION

La construction des machines électriques en 1903 (*fin*). **J. Lœwy.** *Zeitschrift fur Electrotechnik*, juin et juillet.

Pour l'alimentation des réseaux à 3 fils, la General Electric C° construit un transformateur dont le noyau de fer, en forme de cadre, porte un enroulement primaire disposé comme dans le transformateur précédent, mais avec cette différence que les deux parties de l'enroulement primaire sont connectées en série. Sur chaque côté longitudinal du noyau sont superposées, concentriquement à l'enroulement primaire, trois bobines secondaires parmi lesquelles celle du milieu produit une tension multiple de celle de chacune des deux autres. Ces bobines peuvent être reliées ensemble de façon à alimenter un réseau à 2 fils ou bien à 3 fils. On peut obtenir entre les deux conducteurs d'un réseau simple ou entre les deux conducteurs extérieurs d'un réseau à 3 fils deux différences de potentiel différentes, pour une même différence de potentiel aux bornes du primaire.

Pour pouvoir modifier à volonté la tension secondaire d'un transformateur, la General Electric C° amène les extrémités de l'enroulement secondaire 4 (fig. 1) dans le champ d'induction d'un second enroulement primaire bobiné sur un noyau de fer 9. Un commutateur permet de brancher cet enroulement en parallèle avec une plus ou moins grande partie de l'enroulement primaire du transformateur principal. L'enrou-

[1] Voir aussi notre ouvrage : Essais et vérifications des canalisations électriques. Ch. Béranger, éditeur, Paris.

lement secondaire 4 consiste en tubes de cuivre plats dans lesquels circule de l'eau de refroidissement.

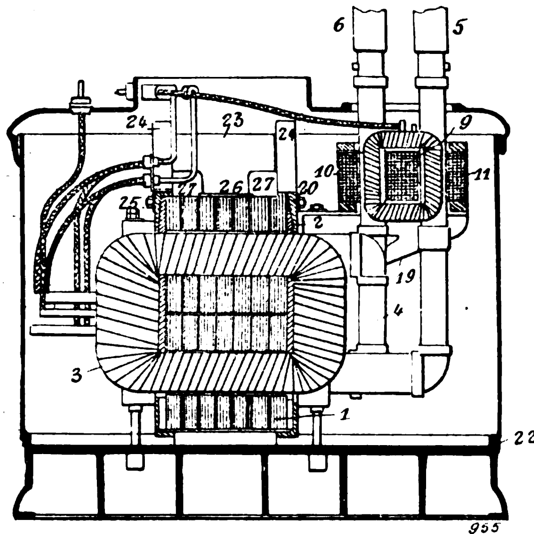


Fig. 1.

Une série de nouveaux transformateurs destinés à fournir du courant constant offre un certain intérêt.

Dans un de ces transformateurs de Hall la bobine primaire 5 (fig. 2) est portée par un noyau de fer annulaire 3 et le secondaire 6 est disposé sur un noyau de fer 4 entouré par le noyau primaire 3 et mobile autour d'un axe. Lorsque le courant secondaire croît, le nombre

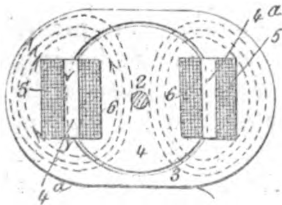


Fig. 2.

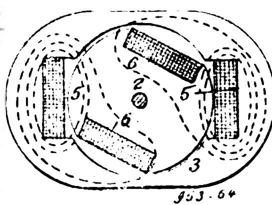
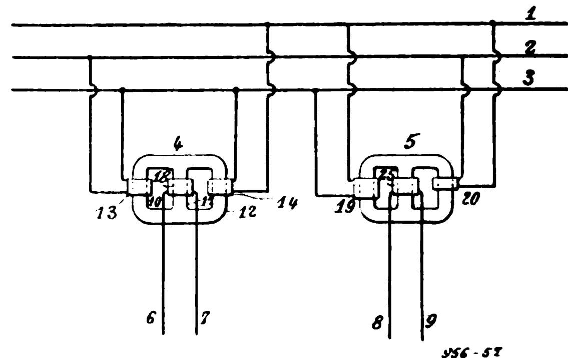


Fig. 3.

des lignes de force qu'il produit et qui ont une direction opposée à celles produites par le primaire augmente également. Ces lignes de force du secondaire cherchent un chemin de faible réluctance et passent par l'entrefer 4*a*. Aux points où elles quittent les noyaux de fer secondaire et primaire, il se produit deux pôles de nom contraire et le noyau tourne jusqu'à ce que la distance entre ces deux pôles soit telle que l'attraction compense l'action antagoniste d'un ressort spiral. Dans cette position (fig. 3) le noyau 4 forme une dérivation pour les lignes de force qui traversent l'enroulement secondaire ; ce dernier est donc soumis à une induction plus faible, la différence de potentiel diminue, et le courant secondaire reprend sa valeur initiale.

La General Electric C°, pour obtenir un courant constant au secondaire, emploie un condensateur de dimensions telles que, lorsque les appareils d'utilisation sont débranchés, il passe un



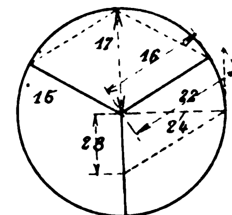


Fig. 4 et 5.

courant d'intensité déterminée. Lorsqu'un appareil est intercalé, une partie de la capacité est compensée par la self-induction, et l'impédance du réseau secondaire ne varie pas.

On peut ainsi placer dans le champ des deux enroulements du transformateur une masse de fer mobile qui, d'après sa position, forme une dérivation magnétique plus ou moins forte et règle aussi l'intensité du courant secondaire.

Récemment, la General Electric C° a construit des transformateurs à courant secondaire constant avec des enroulements primaires ou secondaires mobiles. Les bobines mobiles sont équilibrées de façon que malgré les forces répulsives entre elles et les bobines fixes, leur position soit telle que le courant ait une intensité déterminée. Lorsque ce courant tend à varier, les forces et la

distance entre les bobines primaires et secondaires varient, et le courant reprend sa valeur initiale.

Un transformateur très intéressant construit par la General Electric C° sert à transformer des courants triphasés en courants diphasés. L'appareil consiste en 2 transformateurs (fig. 4) dont chacun produit l'une des deux phases du courant diphasé. Les bobines primaires 13 et 14 de l'un des deux transformateurs sont connectées chacune à une phase du réseau à courants triphasés, 1, 2, 3, et la bobine secondaire 18 est traversée par les lignes de force des 2 bobines primaires. Toutes les bobines sont égales entre elles et, comme le montre le diagramme (fig. 5), un courant induit 17 correspond en grandeur et phase aux courants 15 et 16 des bobines primaires. Le transformateur 5 produit le courant à 90° de ce dernier. Le secondaire 25 de ce transformateur est égal au secondaire 18 du transformateur 5. L'une des bobines primaires 18 a plus de tours et la bobine 20 moins de tours d'enroulement que les bobines correspondantes du premier transformateur. La bobine 19 est branchée sur la même phase que la bobine 14, et l'enroulement primaire 20 est relié à la 3e phase. Comme le montre le diagramme, les courants 22 et 23 passent dans les bobines 19 et 20, et le courant secondaire induit est représenté par le vecteur 24, qui a même grandeur que le vecteur 17 et est calé à 90° de ce dernier.

Passons à la description des *nouveaux moteurs à courant alternatif* et parlons d'abord des *moteurs d'induction polyphasés*. Quoique l'on se soit beaucoup occupé des moteurs alternatifs à collecteur, on a travaillé à perfectionner les moteurs d'induction au point de vue du démarrage et du réglage de la vitesse. Parmi les véritables nouveautés nous pouvons mentionner les suivantes :

La General Electric C° construit de petits moteurs triphasés avec un stator en deux parties C (fig. 6) portant un enroulement Gramme D constitué par des bobines distinctes : la partie intérieure de ces bobines placée vers le centre du stator est logée dans une bague C' concentrique au stator et portant à sa périphérie les encoches nécessaires.

W. P. Thomson a indiqué un mode de construction des induits en cage d'écureuil (fig. 7), dans lequel les disques placés aux bouts de l'armature portent à la périphérie des dents minces *d*. Les barres induites C sont recourbées à angle droit à leurs extrémités et prises entre les dents que l'on recourbe ensuite sur elles.

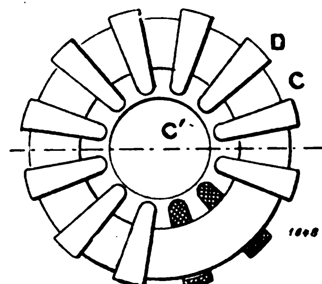


Fig. 6.

Pour pouvoir construire des armatures en cage d'écureuil de différents diamètres avec les mêmes segments de tôles, Elihn Thomson a imaginé le mode de construction représenté par la figure 8. Les segments de tôle 12 sont disposés à la périphérie du volant A, de manière que

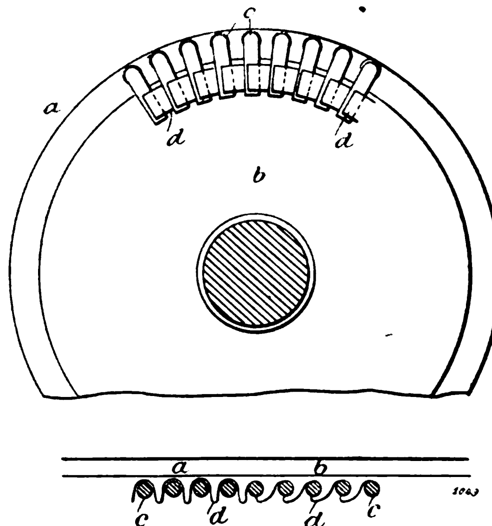


Fig. 7.

les segments de tôle placés dans un même plan se touchent par leurs bords convexes et que ceux placés dans des plans voisins se recouvrent à moitié ou aux deux tiers.

En ce qui concerne la construction des rotors permettant de démarrer avec une grande résistance qui diminue peu à peu ou brusquement

lorsque la vitesse normale est atteinte, on peut mentionner les dispositions suivantes :

Les ateliers d'Oerlikon assemblent toutes les

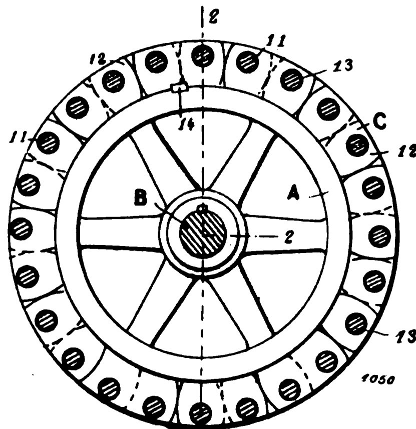


Fig. 8.

barres induites (fig. 9) par des bagues de court circuit de grande résistance et forment ainsi une cage d'écureuil de grande résistance. En même temps, toutes les barres induites sont groupées en enroulement polyphasé par des connexions frontales *g*; au démarrage, cet enroulement polyphasé est ouvert et lorsque la vitesse normale est atteinte, il est court-circuité par la bague *h* de faible résistance.

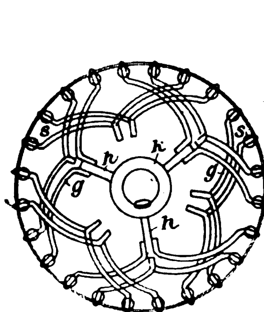


Fig. 9.

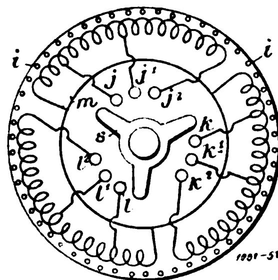


Fig. 10.

Steinmetz munit le rotor (fig. 10) d'une cage d'écureuil *i* et d'un enroulement polyphasé particulier.

Les origines des différentes phases sont connectées à une bague de court-circuit *m* et leurs extrémités, ainsi qu'un certain nombre de points intermédiaires sont réunis à un contact particulier *jkl*. Au démarrage, cet enroulement polyphasé est ouvert ; lorsque la vitesse augmente, la bague *s* le court circuite progressivement.

La Holtzer Cabot Electric C° construit un moteur tout à fait analogue. Le rotor porte deux enroulements en court-circuit tout à fait indépendants électriquement l'un de l'autre. Au démarrage, un seul enroulement de résistance élevée est fermé ; le second enroulement de faible résistance est fermé automatiquement lorsque le moteur a presqu'atteint sa vitesse normale de rotation. Les barres du second enroulement sont réunies par une bague sur l'une des

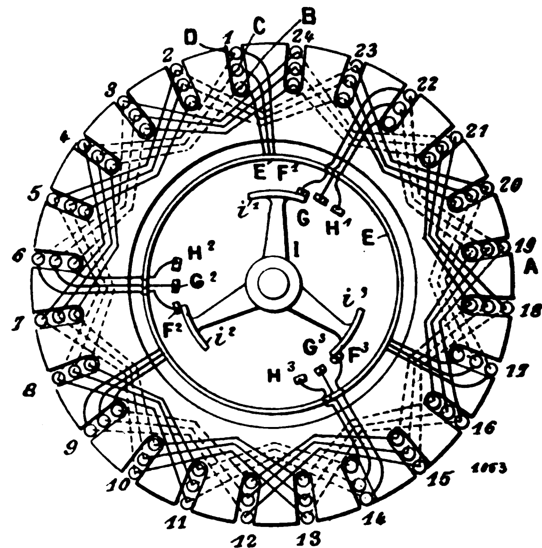


Fig. 11.

faces de l'armature. Sur l'autre face du rotor ces barres portent des saillies sur lesquelles presse un commutateur de court-circuit.

Cushman emploie un autre mode de construction (fig. 11) : le rotor porte 3 enroulements triphasés. Les extrémités de toutes les phases sont reliées à la bague commune E ; les origines de toutes les phases sont reliées chacune à un contact FGA. Au démarrage, les 3 enroulements sont groupés peu à peu en parallèle au moyen du commutateur J et, par suite, la résistance de l'induit diminue progressivement.

Dans les nouveaux dispositifs de démarrage on n'emploie plus de résistances particulières de démarrage ; la plupart du temps le cuivre du rotor en tient lieu lui-même.

Nous mentionnerons cependant quelques machines dans lesquelles on emploie des résistances de démarrage particulières.

Un moteur de ce genre est construit par la

General Electric C°. Les résistances de démarrages connectées à l'enroulement mobile (I' fig. 12) consistent en 3 fils métalliques plats en

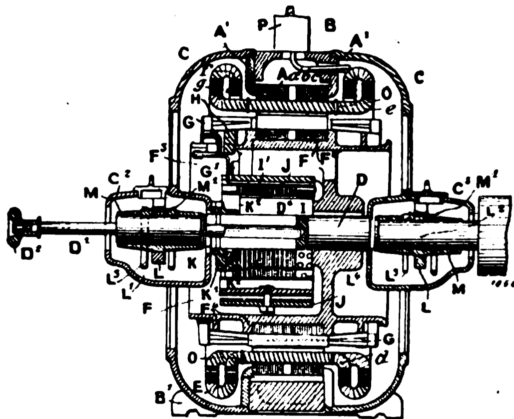


Fig. 12.

zigzag formant les côtés d'un prisme triangulaire et placés dans l'intérieur du rotor cylindrique creux. Une bague K^1 porte les balais de cuivre K^2 qui, lorsqu'on déplace la bague au moyen de la tige D^1 introduisent dans le rotor une plus ou moins forte résistance de démarrage.

Un moteur dû à Steinmetz est fort intéressant : les barres du rotor sont reliées à une bague de court-circuit de résistance élevée. Sur la face du rotor où se trouve la seconde bague de court-circuit, les barres induites portent des prolongements qui appuient sur des résistances en tôles portées par une tige glissant sur l'arbre du moteur. Au démarrage, ces tôles ne sont pas en contact avec des barres, mais à mesure que la vitesse s'accélère, la tige s'éloigne de l'arbre et les tôles établissent une connexion de résistance graduellement décroissante.

La British Thomson Houston C° dispose dans les encoches des résistances de démarrage en fer ou autre métal magnétique de grande résistance formées par plusieurs fils isolés les uns des autres : ces fils sont placés au-dessous des conducteurs principaux dans la partie la plus étroite des encoches. Les résistances de démarrage forment alors une partie de la masse active de fer et ont une forte résistance inductive.

Passons maintenant à l'examen d'une série de dispositifs destinés à faire varier la vitesse de rotation des moteurs d'induction.

Steinmetz munit le stator de deux enroulements dont les différentes parties alternent, et entre lesquels existe une faible induction mutuelle. Le rotor porte un enroulement en court-circuit. Pour produire la demi vitesse, on court-circuite au moyen d'un interrupteur un des enroulements du stator. Le second enroulement du stator induit dans le rotor des courants qui, à leur tour, induisent dans l'enroulement du stator en court-circuit des courants de sens tel que les pôles produits par les deux enroulements alternent. Pour faire tourner le moteur à pleine vitesse, on connecte en parallèle les deux enroulements du stator : le nombre de pôles actifs qui résulte de ce groupement est alors égal à celui qui correspond à un seul enroulement, c'est-à-dire est la moitié de ce que l'on a à demi-vitesse.

Un mode particulier de réglage est employé par Zehden dans son moteur d'induction qu'il nomme moteur à champ variable. Des deux côtés du rotor se trouvent deux stators dont les pôles, reliés à des crémaillères radiales, peuvent être rapprochés ou éloignés du rotor par le jeu d'une roue dentée unique placée sur l'axe de la machine. Lorsqu'on fait tourner cette roue dentée, la vitesse du moteur varie à volonté.

Un moteur d'induction étudié par Menschel présente un dispositif particulier de démarrage et un dispositif particulier pour le réglage de la vitesse. Le moteur à un rotor en cage d'écureuil, dont les barres sont connectées en leur milieu à une forte résistance. Sur le rotor agissent deux stators disposés des deux côtés de la résistance du rotor. Le calage de ces stators est variable et, au démarrage, on les dispose de façon que les deux moitiés de chaque barre soient soumises à l'effet de pôles contraires : les forces électromotrices induites dans chaque demi-barre produisent des courants de sens opposés qui passent par la résistance du milieu. Pour augmenter la vitesse de rotation on tourne peu à peu le stator jusqu'à ce que les deux moitiés de chaque barre soient soumises à l'effet de pôles de même nom. Les courants induits passent alors par les bagues extrêmes.

Parmi les nouveaux moteurs à groupement en cascade il faut mentionner en premier lieu celui de Siemens et Halske. Le stator et le rotor portent, chacun sur le même noyau de fer actif, deux enroulements pour différents nombres de

pôles. Le moteur fonctionne ou bien avec l'un des deux enroulements du stator et l'enroulement correspondant du rotor, ou bien avec les 4 enroulements groupés en cascade,

La figure 13 montre un dispositif particulier des bagues pour les moteurs en cascade, dû à Koloman von Kando. Les deux moteurs sont calés sur un axe, et il n'y a qu'un groupe de 3 bagues 3. Le rotor 12 du premier moteur et le rotor 21 du second sont reliés aux 3 bagues

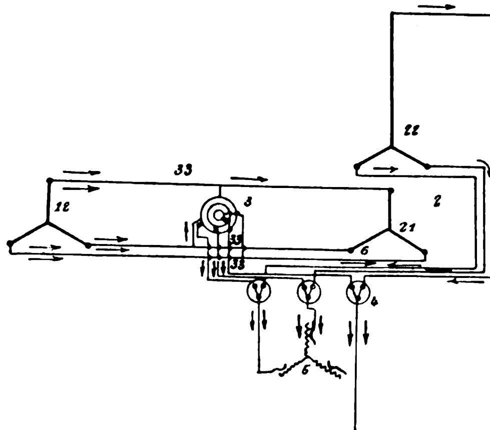


Fig. 13.

par les lignes 33 : l'enroulement du stator 22 du second moteur et 3 balais en contact avec les bagues sont reliés aux commutateurs 4 auxquels sont connectées des résistances 5.

Au démarrage les commutateurs 4 sont disposés de telle façon que le courant induit dans l'enroulement 12 du rotor passe directement dans l'enroulement 21 et le courant induit dans l'enroulement 22 passe dans les résistance 5. Ensuite on modifie la position des commutateurs 4 de sorte que la presque totalité du courant du rotor 12 passe dans la résistance 5 pendant qu'il ne passe dans l'enroulement 21 que le courant d'aimantation du second moteur. Finalement on diminue peu à peu la résistance et le courant qui passe dans le rotor 21 diminue peu à peu jusqu'à 0. Le fait de n'employer qu'un seul groupe de bagues permet d'économiser beaucoup de place et diminue les résistances de passage et les soins d'entretien.

Un autre moteur asynchrone intéressant est celui de la Union Electricitäts Gesellchaft, avec décalage de phases (fig. 14). Le champ BC, induit par le stator dans le rotor du moteur, est accru par un champ additionnel CF. Le champ qui résulte du champ primaire AB et du champ secondaire BE est AE. On choisit les proportions de telle façon que AE soit perpendicu-

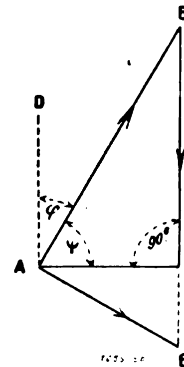


Fig. 14.

laire sur AB. Comme la force électromotrice primaire est perpendiculaire au champ résultant, sa direction coïncide avec celle du champ primaire AB et du courant du stator. Pour produire dans le rotor le champ additionnel, on relie son enroulement avec l'enroulement du rotor d'un moteur auxiliaire placé sur l'arbre du moteur à régler, et dont le stator est relié au même réseau que le premier. Les courants induits dans le rotor du moteur auxiliaire sont

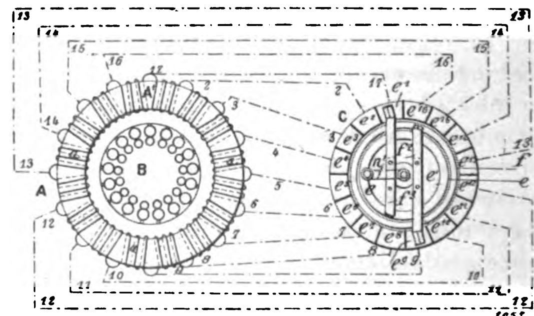


Fig. 15.

réglés par modification de la différence de potentiel aux bornes du stator du moteur auxiliaire.

Comme moteurs d'induction monophasés, nous mentionnerons celui de Eickemeyer (fig. 25). L'enroulement Gramme du stator est relié à un collecteur C'. Sur ce collecteur frotte un balai double f_2 f_3 connecté à des bagues e' f'

qui sont reliées à la ligne monophasée *ef*. Lorsque l'on tourne le balai double, il se produit dans le stator un champ tournant artificiel et l'armatare B démarre; aussitôt après le démarrage le moteur continue à tourner normalement.

Johnston a construit un moteur synchrone pour la compensation automatique des courants déwattés dans un réseau. Il utilise la propriété connue qu'ont les moteurs synchrones surexcités de produire des courants décalés en avant. L'induit de l'excitratrice est placé sur l'arbre du moteur synchrone et est relié par des bagues à l'enroulement secondaire d'un transformateur dont l'enroulement primaire est branché sur le réseau. Le montage est fait de telle façon que le champ de l'excitatrice est affaibli jusqu'à une certaine valeur par les courants du transformateur. Si le courant dans le réseau est décalé en avant, la force électromotrice résultante de l'excitatrice diminue, et aussi l'excitation du moteur synchrone qui produit alors des courants décalés en arrière. Si au contraire le courant dans le réseau est décalé en arrière, la force électromotrice de l'excitatrice augmente, et avec elle, l'excitation du moteur synchrone qui produit alors des courants décalés en avant.

Parmi les *moteurs à collecteur à courants alternatifs*, le moteur monophasé a été l'objet d'importants perfectionnements grâce aux efforts qu'ont fait les électrotechniciens pour les appliquer à la traction.

Décrivons d'abord les moteurs-série.

Le moteur de Lamme (fig. 16) présente une faible self-induction. Les bobines induites y sont constituées par des bandes de cuivre placées côte à côte dans les encoches de l'armature. Les extrémités de ces bobines sont reliées au collecteur par des connexions particulières 9,15. Un certain nombre de ces connexions porte des trous 11 dans lesquels sont fixés des fils 12 reliés à une bague métallique 13. Il y a en tout 6 de ces bagues reliées chacune par les fils 12 à 4 points équipotentiels de l'enroulement induit et servant ainsi à égaliser la tension. Pour diminuer la formation d'étincelles au collecteur, les connexions 15 ont une résistance élevée et sont faites en bandes de maillechort. Elles ont un profil en V et sont maintenues par la frette 16. Le moteur représenté a 8 pôles inducteurs. Les saillies polaires sont munies d'encoches ou rainures pour diminuer les flux transversaux. L'encoche du milieu contient un fil de cuivre fermé sur lui-même dans lequel se produisent des courants induits destinés à diminuer le flux transversal. Les bobines inductrices sont constituées par des bandes de cuivre. Le

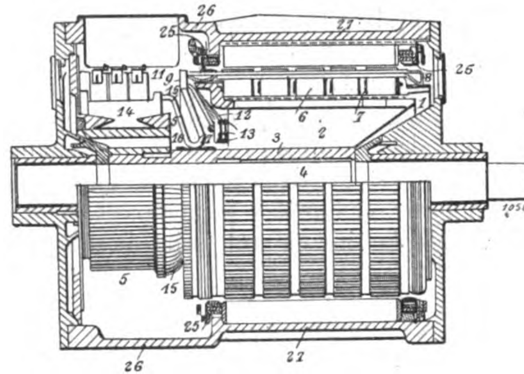


Fig. 16.

réglage du moteur est effectué au moyen d'un transformateur intercalé sur la ligne d'alimentation.

Finzi construit la carcasse de son moteur en tôles. Pour diminuer la self-induction de l'induit et le flux transversal, il amincit les pôles au

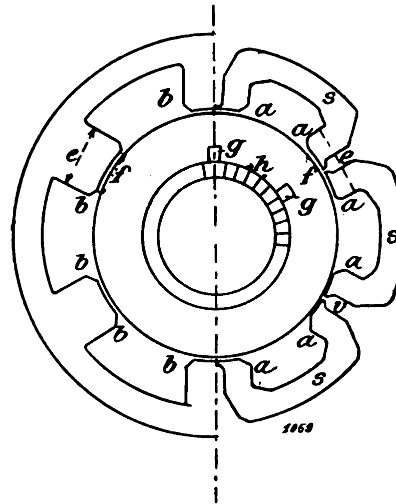


Fig. 17.

voisinage de l'armature de façon que leurs surfaces frontales recouvrent une surface de l'induit plus faible que d'habitude. Les connexions entre l'enroulement induit et les lames du collecteur ont une résistance élevée. Le réglage du moteur est produit au moyen d'un autotransformateur,

et un commutateur permet de donner cinq valeurs différentes à la différence de potentiel aux bornes du moteur. Les essais faits sur un tramway avec un moteur de 27 chevaux ont donné une économie d'énergie de 25 p. 100 sur le système à courant continu. Le courant alternatif monophasé avait une tension de 570 volts et une fréquence de 18 périodes par seconde.

Pour diminuer la production d'étincelles au collecteur, Ziegelberg emploie dans les moteurs-série des balais doubles reliés au secondaire d'un transformateur, dans lequel la tension induite est égale et opposée à la force électromotrice d'une bobine en court-circuit. Dans un

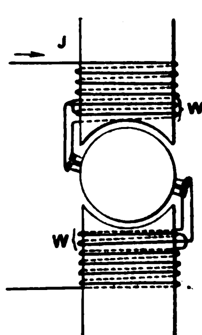


Fig. 18.

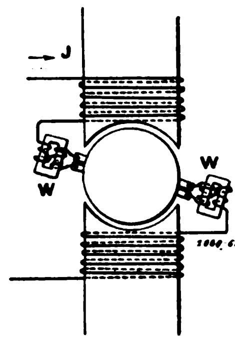


Fig. 19.

des modes de construction donnés à ce moteur, la bobine secondaire est placée sur l'inducteur (fig. 18). Dans ce cas, le primaire est constitué par l'enroulement inducteur lui-même. Dans un autre mode de construction (fig. 19) on dispose un transformateur relativement petit, dont le primaire est parcouru par le courant d'alimentation. Enfin, les deux balais peuvent être reliés à une bobine de self-induction dont le milieu est connecté à la ligne d'alimentation.

Pour la construction des moteurs-série, Osnos recommande, pour supprimer la self-induction de l'induit, de compenser aussi complètement que possible le champ de ce dernier et de munir le stator d'un enroulement réparti et non de pôles saillants. Au contraire Henbach préconise l'emploi de pôles saillants.

Un moteur monophasé qui se rapproche du type du moteur Shunt est construit par l'Electro Dental Man. C°. Le courant inducteur parcourt un solénoïde et le réglage est obtenu en reliant les balais à un nombre variable de tours de ce solénoïde.

Le plus grand nombre des nouveaux moteurs monophasés appartient au type des *moteurs à répulsion*.

Fynn emploie, au lieu d'une paire de balais court-circuités, deux ou plusieurs paires de ces balais. Lorsqu'on en emploie trois paires, celle du milieu est placée au point théorique où l'axe des balais fait un angle de 45° avec l'axe du champ. Quand le synchronisme est atteint on peut enlever les balais et court-circuiter les lames du collecteur par une bague. La vitesse du moteur peut être réglée par déplacement de la paire de balais par rapport à l'axe du champ. Lorsqu'on emploie deux paires de balais, on peut aussi régler la vitesse en modifiant la position de l'une d'elles par rapport à l'autre.

Pour le réglage d'un moteur à répulsion ordinaire avec une seule paire de balais, Fynn intercale dans la ligne de jonction des deux balais une résistance ohmique ou inductive variable, ou une capacité variable.

Dans un autre moteur de Fynn, l'enroulement du rotor est relié d'une part à un collecteur et d'autre part à deux bagues. Pour le démarrage on dispose, comme dans un moteur ordinaire à répulsion, deux balais frottant sur le collecteur qui sont ou bien court-circuités ou bien reliés par une résistance fixe ou variable. Pour diminuer la production d'étincelles au collecteur, et pour faciliter le démarrage, les bagues sont reliées par des résistances réglables. Lorsqu'on approche de la marche synchrone, les résistances intercalées entre les bagues sont fortement diminuées ou complètement enlevées. En même temps on relève les balais et le moteur continue à tourner comme moteur asynchrone, ou bien les balais sont reliés au réseau à courant alternatif. Lorsque le moteur est alimenté par des courants polyphasés, on démarre simplement au moyen des trois bagues entre lesquelles on intercale des résistances réglables; quand le synchronisme est atteint on relie les balais à la ligne à courant alternatif.

Le moteur de Schüler est semblable au précédent. Le moteur démarre comme moteur à répulsion et fonctionne normalement comme moteur asynchrone avec induit en court-circuit. Trois points équidistants de l'enroulement induit muni d'un collecteur sont reliés à une résistance triphasée que l'on court-circuite peu à peu. Tant que la résistance de démarrage n'est

pas en court-circuit, le moteur travaille en même temps comme moteur à répulsion et comme moteur asynchrone. Le courant de démarrage n'atteint pas le double du courant normal, et, même pour une faible vitesse de rotation, le moteur développe un couple important. Le réglage de la vitesse est fait au moyen des résistances de démarrage.

Déri a imaginé quelques moteurs à répulsion dont le stator produit deux champs perpendiculaires l'un à l'autre : l'un d'eux a même direction que l'axe des balais court-circuités. Au démarrage les deux courants d'excitation et les champs sont en phase, et en marche normale il existe entre eux un décalage. La figure 20 montre un de ces moteurs. Au moyen d'un commutateur L, on relie au démarrage les enroulements 1 et 2 en série, puis, dès que la vitesse a atteint une certaine valeur, on les couple en parallèle ainsi qu'une bobine de self-induction réglable W. Dans un de ces moteurs, les deux extrémités des enroulements fixés, montés en série, sont reliés aux bornes d'un transformateur diphasé et le point neutre de ce transformateur est connecté, par l'intermédiaire d'une résistance variable, à un point de la ligne de jonction des deux enroulements fixes. La connexion, rompue au moment du démarrage, est établie peu à peu par la manœuvre de la résistance variable. Dans un autre moteur, l'un des champs est produit par le réseau et l'enroulement du second champ est relié aux balais glissant sur le collecteur et dont l'axe est perpendiculaire à l'axe du premier champ lorsque le moteur tourne à pleine vitesse.

Un moteur analogue est dû à Vogel (fig. 21). Le système d'inducteurs MM relié au réseau, induit dans l'armature, comme un enroulement primaire dans un enroulement secondaire, un courant que les balais BB amènent dans les enroulements du système d'inducteurs M'M' qui exerce un couple sur l'armature. Ce couple devient nul lorsque l'excitation disparaît en M'M' et aussi lorsque le courant dans l'induit est nul. Pour éviter que le couple s'annule ainsi, on emploie deux autres balais B'B' reliés par une résistance W et dont l'axe est perpendiculaire à l'axe des balais BB. Pour le système inducteur M'M', l'enroulement induit et les balais B'B' représentent un enroulement secondaire. Lorsque, par suite de la disparition de l'aimantation en M'M', un courant prend naissance dans l'induit, l'aimantation est maxima en MM, et ce système d'inducteurs exerce un couple sur l'armature avec les balais B'B'. Pour régler la vitesse on intercale une résistance réglable dans l'enroulement inducteur de MM ou dans celui de M'M', ou dans les deux. Au lieu de connecter l'enroulement des inducteurs M'M' aux balais BB, on

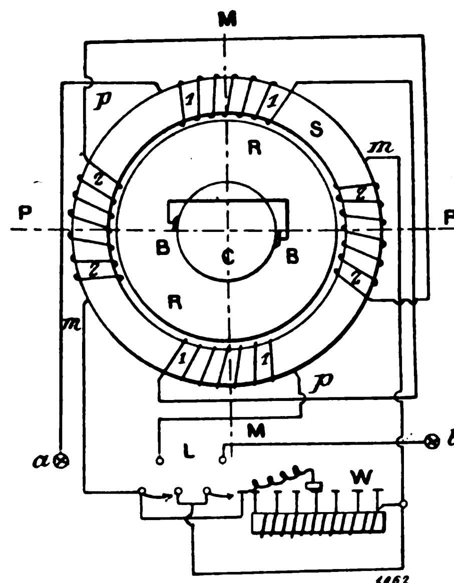


Fig. 20.

peut aussi les relier à un enroulement secondaire disposé sur MM et relier les balais BB par une résistance réglable. Les conditions doivent être telles que l'aimantation en M'M' et le courant dans l'induit s'annulent en même temps, de manière que dans chaque période la valeur du couple ne passe qu'une seule fois par zéro.

Winter et Eichberg ont introduit dans la pratique un moteur monophasé facilement réglable, dont le stator est muni d'un enroulement réparti relié au réseau : le collecteur porte deux balais court-circuités dont l'axe coïncide avec l'axe des prises de courant du stator, et deux balais reliés à un transformateur de réglage alimenté par le réseau et dont l'axe est perpendiculaire au précédent.

Latour a proposé aussi un moteur dont le stator est relié au réseau et dont le collecteur porte deux balais court-circuités.

Heyland a réalisé un dispositif connu, destiné à diminuer les étincelles au collecteur.

Un dispositif intéressant pour machines à col-

lecteur à courants alternatifs est dû à Bragstadt et La Cour, qui, dans les connexions entre l'induit et le collecteur, et aussi entre les lames de

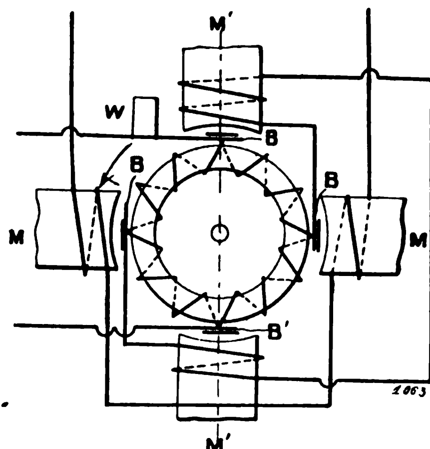


Fig. 21.

ce dernier, intercalent des résistances de réactance variable. Le dispositif est tel que la réactance des résistances reliées aux lames placées sous les balais est faible, tandis que la réactance en tous les autres points des lames est élevée. On évite ainsi les fortes différences de potentiel entre deux lames placées sous le même balai et dans les jonctions du collecteur. Contrairement

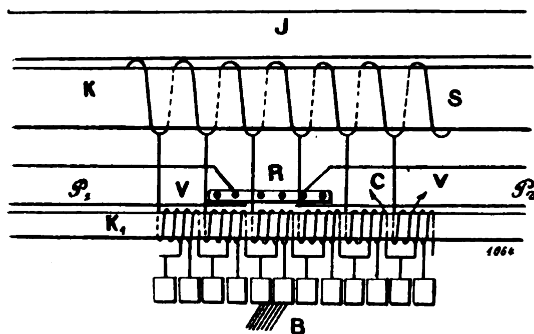


Fig. 22.

à ce qui se produit avec le système Heyland, il y a peu de pertes dans les connexions entre lamelles. La faible self-induction des jonctions assure aussi une commutation sans étincelles. La figure 22 montre un mode de construction de ce dispositif. S est l'enroulement induit, V et C sont les résistances à réactance variable, enroulées sur un noyau K_1 fixé à l'armature K. Les pièces polaires P_1 et P_2 sont rigidement reliées aux balais et leur intervalle se trouve en face des tours V et C qui appartiennent aux lames de collecteur en contact avec le balai B. Tandis que les lignes de forces produites par les tours V et C avant et après la zone de commutation se referment par les pièces polaires P_1 P_2, ce qui donne à ces tours une grande réactance, les lignes de force dans la zone de commutation ne se ferment pas à travers du fer, et la réctance est faible. On peut même disposer au-dessus de l'intervalle polaire un amortisseur A qui diminue encore la réactance.

Les moteurs monophasés de Winter et Eichberg, d'Osnos et de Latour ont été déjà souvent décrits et sont suffisamment connus pour qu'il soit inutile d'y revenir.

O. A.

Pôles de commutation avec enroulements de compensation et de compoundage pour machines à courant continu. **Seidener.** *Zeitschrift für Electrotechnik.* 12 juin.

Dans le but d'empêcher la formation d'étincelles au collecteur, on est forcé, au cas où la résistance des balais ne suffit plus seule pour obtenir une bonne commutation, de recourir à l'emploi de champs spéciaux de commutation. Ces champs doivent être opposés en direction au champ de l'induit et exercer leur effet aux points de ce dernier où les bobines sont court-circuitées par les balais. La production de ces champs de commutation a été obtenue de différentes manières.

Une des méthodes les plus connues est la compensation du champ de l'induit. L'emplacement des enroulements compensateurs est variable ; en principe chacun d'eux traverse les masses polaires parallèlement aux conducteurs induits et se referme autour du pôle dans l'espace libre entre les inducteurs, ou bien est en série avec l'enroulement compensateur du pôle voisin.

Par la compensation on s'efforce, en premier lieu de supprimer la torsion du champ produite par la réaction d'induit qui affaiblit le champ de commutation, alors que pour empêcher la formation d'étincelles il est indispensable qu'il existe des champs croissant avec la charge de la machine. En outre la compensation doit produire dans la zone neutre un champ opposé au champ de l'induit et servant de champ de commutation. Le nombre des ampères-tour à placer sur

chaque pôle inducteur doit donc être au moins égal au nombre d'ampères-tour induits compris entre les deux balais relatifs à ce pôle. L'excédent du premier nombre sur le second produit dans la zone neutre un champ de commutation.

Une autre méthode consiste à placer entre les inducteurs des pôles de commutation fixés à la carcasse. Les bobines de ces pôles sont généralement parcourues par le courant principal comme les bobines de compensation.

Pour nous rendre compte des phénomènes d'induction dans l'espace situé entre les pôles de commutation et l'armature, c'est-à-dire aux points où doivent exister les champs de commutation, considérons d'abord le trajet magnétique du champ de l'induit. Comme le montre la figure 1, une partie des lignes de force induites dans l'armature se referme transversalement par les masses polaires, pendant qu'une seconde partie d'entre elles passe par les pôles de commutation et la culasse, suivant la ligne de jonction des zones neutres.

Pour pouvoir distinguer dans les considérations qui suivent ce champ ordinairement nommé champ transversal, nous le désignerons sous le nom de champ perpendiculaire. Le champ total de l'induit se compose du champ transversal et du champ perpendiculaire.

L'intensité du champ transversal est déterminée par la force magnétisante correspondant aux conducteurs induits qui se trouvent sous la masse polaire ; l'intensité du champ perpendiculaire est déterminée par la force magnétisante due aux conducteurs induits placés entre les balais. Si n est le nombre total des conducteurs de l'induit, p le nombre de paires de pôles et i le courant passant dans chaque conducteur induit, le champ perpendiculaire est produit par $\frac{ni}{2p}$ ampères-tour.

Les lignes de force qui constituent ce champ passent, comme le montrent la figure 1, par le fer et par les espaces d'air L_n et L_s.

Pour que les pôles de commutation remplissent leur fonction, il doit exister en L_n et en L_s des champs dont la direction est opposée à celle du champ perpendiculaire. Avant qu'il puisse exister un champ de commutation, il faut d'abord que le champ perpendiculaire soit compensé, ce que l'on obtient en plaçant sur les pôles de commutation des bobines produisant au moins $\frac{ni}{2p}$, ou sur chacun d'eux $\frac{ni}{4p}$ ampères-tour. Si le nombre total des conducteurs induits est $A = ni$, chaque pôle de commutation d'une machine bipolaire doit porter au moins $\frac{A}{4}$, chaque pôle d'une machine tétrapolaire $\frac{A}{8}$, etc. : le champ de commutation est produit seulement par les ampères-tour d'enroulement, qui sont en excédent sur ce nombre. Dans le calcul de cet excédent on n'a à tenir compte pour les ampères-tour d'une bobine de commutation, que d'un entrefer et de la $\frac{1}{2}$ du chemin des lignes de force dans le fer. Le problème est semblable dans les machines à compensation.

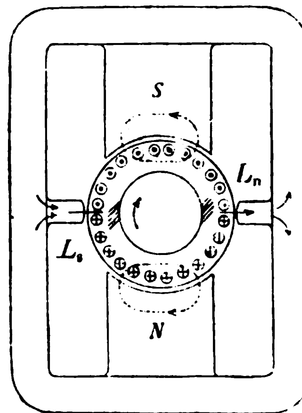


Fig. 1.

Si l'on place sur chaque pôle $\frac{ni}{2p}$ ampères-tour de compensation, on annule le champ perpendiculaire. S'il doit rester dans les zones neutres des champs de commutation, il faut encore un excédent d'ampères-tour dans le calcul desquels on a à tenir compte de deux entrefers et du chemin total parcouru par les lignes de force dans le fer.

La valeur de l'excédent dans ces deux cas dépend naturellement en premier lieu de la tension de réactance des bobines à commuter, mais aussi de la grandeur des entrefers L_n et L_s. Dans les machines à grande vitesse de rotation la tension de réactance est très élevée ; elle atteint dans certaines machines une valeur de l'ordre de grandeur de la tension induite par le champ principal ; il en résulte que le champ de commutation doit, dans ces cas, produire une induction

aussi élevée que le champ principal, et l'enroulement de commutation peut devenir beaucoup plus considérable que l'enroulement inducteur.

Pour d'aussi forts enroulements la dépense de cuivre est très grande et doit être bien examinée dans les projets de la machine faits avec l'un ou l'autre système, il est nécessaire de chercher des expédients pour réduire la quantité de cuivre nécessaire.

Dans ce qui suit, nous allons décrire quelques dispositions imaginées dans ce but : ces dispositions consistent essentiellement en combinaisons appropriées de pôles de commutation et de dispositifs de compensation.

Disons au préalable que les combinaisons dont il s'agit ne s'appliquent qu'aux machines à pôles saillants. En outre il n'est question que du dispositif dans lequel chaque pôle porte des bobines compensatrices séparées.

La figure 2 donne l'exemple d'une machine bipolaire portant des bobines compensatrices K_s et K_n et des pôles de commutation avec les bobines W_s et W_n. K_s et K_n doivent avoir le même nombre d'ampères-tour, ainsi que W_s et W .

Sur la figure les bobines compensatrices sont placées dans une seule encoche, mais elles peuvent, bien entendu, être réparties uniformément sur toute la masse polaire.

Si l'on se demande quelle action ces quatre bobines exercent sur le champ de commutation, on voit immédiatement que l'intensité de champ en L_n et L_s dépend de la somme des ampères-tour dans les bobines W_n K_n et W_s ou dans les bobines W_n K_s et W_s. Cette somme doit être au moins égale à $\frac{ni}{2p}$; l'excédent sur cette valeur produit en L_n et L_s des champs de commutation. En comparant le système où la compensation et les pôles de commutation forment un tout avec le système ou la compensation et les pôles de commutation sont séparés, on s'aperçoit qu'au point de vue des enroulements on n'a aucun avantage. Cependant le premier système présente malgré une complication de construction, différents avantages sensibles. Si l'on emploie des pôles de commutation seuls, on crée à la place du champ perpendiculaire un champ de commutation, mais le champ transversal reste avec tous ses inconvénients. Si l'on emploie la compensation seule, le champ transversal ne disparaît entièrement que dans le cas où cette compensation comporte exactement $\frac{ni}{2p}$ ampères-tour : un champ de commutation ne peut encore pas exister. Cependant ce dernier est absolument nécessaire, en particulier pour les machines à grande vitesse, par exemple les turbo-généra-

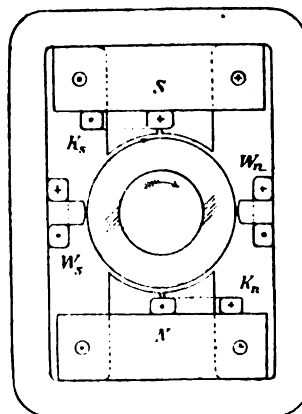


Fig. 2.

teurs à courant continu, lorsque la machine doit fonctionner sans étincelles ; le champ de commutation doit, comme nous l'avons dit, être de l'ordre de grandeur du champ principal ; en d'autres mots l'enroulement compensateur doit porter un supplément d'ampères-tour suffisant pour produire le champ de commutation. Il en résulte qu'il se forme un nouveau champ transversal dont la direction est opposée à celle du champ transversal primitif, mais qui produit les mêmes effets nuisibles sur l'induit, les masses polaires, etc.

Chacun des deux systèmes, appliqué ainsi séparément, offre des avantages et des inconvénients. Mais si l'enroulement compensateur ne porte que $\frac{ni}{2p}$ ampères-tour et que la partie des ampères-tour nécessaire pour la production du vrai champ de commutation est répartie sur les pôles de commutation, l'existence de champs transversaux de l'un ou l'autre sens est entièrement évitée.

D'ailleurs cette règle n'a pas besoin d'être suivie d'une façon absolument rigoureuse, car, d'une part de faibles champs transversaux sont sans importance, et d'autre part la résistance des balais remplace une partie du champ de commutation.

Si nous considérons maintenant le cas où les quatre bobines K_s, K_n, W_s et W_n portent chacune le même nombre d'ampères-tour, on voit qu'il se produit plusieurs simplifications. Le côté gauche de la bobine K_s et la partie supérieure de la bobine W_s se neutralisent dans l'espace à gauche de l'inducteur S : au point de vue de la production d'un champ quelconque à travers l'induit, elles sont sans action car dans ces côtés des bobines, les courants ont des directions opposées. Ces côtés des bobines paraissent donc inutiles, et l'on peut les supprimer en reliant le côté inférieur de la bobine W_s avec le côté droit de la bobine K_s, et en faisant ainsi une bobine unique. De même on peut relier les bobines K_n et W_n (fig. 3). Il est inutile d'insister pour faire remarquer que l'action de ces nouvelles bobines KW_s et KW_n est la même que celle des bobines séparées K_s et W_s, K_n et W_n (fig. 2).

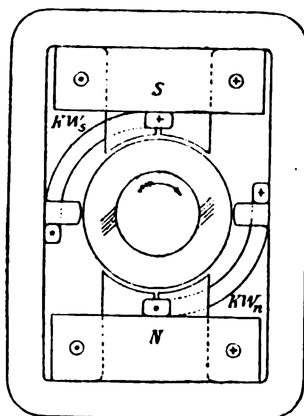


Fig. 3.

Si l'on compare ces deux dispositifs, on trouve que la combinaison de la figure 3 permet d'obtenir le même effet que celle de la figure 2 avec moitié moins d'ampères-tour, car chacune des bobines KW_s et KW_n doit contenir seulement le même nombre d'ampères-tour que chacune des bobines K_s, K_n, W_s ou W_n. On réalise donc ainsi une économie de cuivre importante, surtout dans le cas des machines à quatre pôles et plus dans lesquelles les pôles de commutation sont à faible distance des pôles principaux.

Le dispositif que représente la figure 4 se distingue de celui de la figure 2 en ce que chacune des bobines compensatrices est divisée en deux parties K_{s1} et K_{s2} K_{n1} et K_{n2}; de même les bobines de commutation sont divisées en W_{s1} W_{s2}, W_{n1} W_{n2}.

On voit également dans ce cas que plusieurs parties de bobines se neutralisent dans leur action sur le champ principal : ce sont :

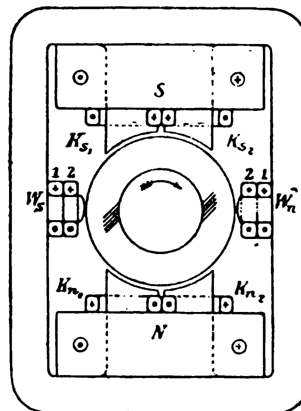


Fig. 4.

1° Le côté gauche K_{s1} avec le côté supérieur W_{s2}.

2° Le côté droit K_{s2} avec le côté supérieur W_{n2}.

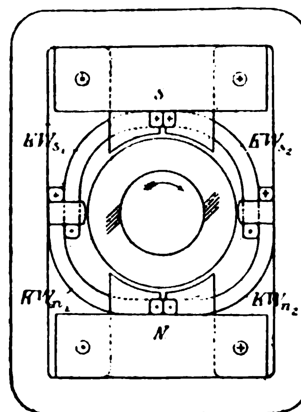


Fig. 5.

3° Le côté gauche K_{n1} avec le côté inférieur W_{s1}.

4° Le côté droit K_{n2} avec le côté inférieur W_{n1}.

Comme dans le dispositif de la figure 3, on peut faire les multiplications que représente schématiquement la figure 5.

Si l'on compare ces deux dispositifs (fig. 4 et 5), on voit que l'on obtient le même effet en employant seulement la moitié du nombre

d'ampères-tour nécessaire dans le dispositif à bobines séparées.

Si, de plus, on compare le dispositif de la figure 2 avec celui de la figure 4, on trouve que, toutes autres conditions restant égales, les actions des bobines compensatrices sur le champ principal sont différentes dans les deux cas. Alors que dans le dispositif 4 les bobines K

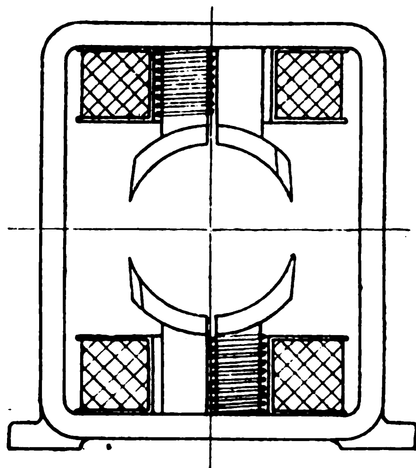


Fig. 6.

et W compensent les actions des côtés des bobines K_{s_1} et K_{n_1} d'une part et K_{s_2} et K_{n_2} d'autre part, dans le dispositif 2 l'action des côtés des bobines K_s et K_n qui ne sont pas neutralisées exerce une action de compoundage.

La comparaison entre les dispositifs 3 et 5 donne le même résultat. Dans le premier, les bobines KW_s et KW_n exercent une action de compoundage ; dans le dernier elles n'exercent aucune action sur le champ principal.

L'auteur a déjà attiré l'attention sur l'enroulement de compoundage que représente la figure 6.

En résumé, les bobines combinées d'après le dispositif de la figure 5 offrent un triple avantage : elles compensent, elles compoundent et elles commutent.

E. B.

***Compoundage des dynamos à trois conducteurs*. Rosenberg.** *Zeitschrift für Electrotechnick*, 1er mai.

Lorsque les machines à tension partagée sont munies d'un enroulement de compoundage, il est nécessaire en général de faire passer les courants des deux conducteurs extérieurs dans l'enroulement-série.

La figure 1 indique schématiquement la disposition d'une machine à trois fils, munie d'un

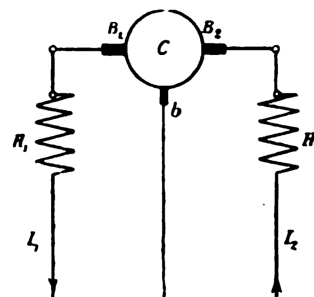


Fig. 1.

balai auxiliaire *b* placé entre les deux balais principaux B_1 et B_2.

Généralement l'enroulement-série est séparé comme l'indique la figure 1, en deux parties H_1 et H_2 dont chacune est parcourue par le courant

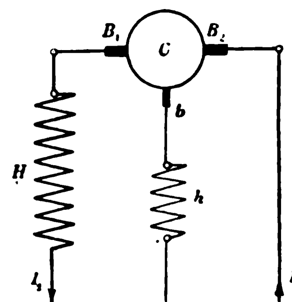


Fig. 2.

d'un des fils extérieurs. Soient J_1 le courant du premier conducteur extérieur, J_2 le courant du second ; $\frac{N}{2}$ le nombre de tours de fil de chaque bobine ; l'aimantation due à l'enroulement-série est en ampère-tour

$$\frac{N}{2} J_1 + \frac{N}{2} J_2.$$

La division en deux parties de l'enroulement-série n'est pas toujours possible. Quand par exemple une machine compound ordinaire doit être mise en parallèle avec une machine équipée pour la marche à tension partagée, il est nécessaire d'intercaler les enroulements-série des deux machines dans le même conducteur exté-

rieur. D'autre part la division de l'enroulement entraîne souvent des difficultés ; lorsque par exemple toutes les bobines-série sont montées en parallèle, comme c'est de règle pour les fortes intensités, la division des enroulements entraîne forcément une diminution du rendement. Comme après ce partage il n'y a plus que la moitié des bobines en parallèle, il est nécessaire d'adjoindre aux bobines une résistance en parallèle.

Le dispositif suivant permet de laisser l'enroulement-série invariable dans un conducteur extérieur et réalise l'égalisation par un second

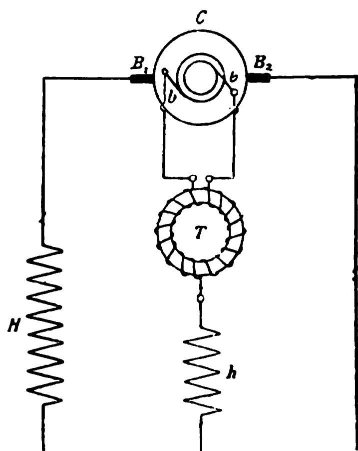


Fig. 3.

enroulement h intercalé dans le conducteur du milieu.

Ce montage est représenté par la figure 2 dans le cas où l'on emploie le dispositif avec balai auxiliaire (Dettmar) et par la figure 3 dans le cas où l'on emploie le dispositif connu de Dolivo Dobrovolsky dans lequel le partage de la tension est fait au moyen d'une bobine de self-induction extérieure à la machine dont les extrémités sont reliées par des lignes à deux points diamétralement opposés de l'enroulement induit et dont le milieu est relié au conducteur neutre.

Cet enroulement doit, lorsqu'on veut obtenir exactement le même effet que précédemment, avoir la moitié du nombre de tours de l'enroulement-série et être monté dans le même sens que ce dernier. La section doit répondre seulement à la valeur de la différence maxima prévue entre les courants. Soient entre J_1 et J_2 les courants dans le fil extérieur; le conducteur du milieu est parcouru par le courant $J_1 - J_2$. Si l'enroulement principal à N tours et l'enroulement auxiliaire $\frac{N}{2}$ tours, les ampères-tour résultants sont

$$N_1J_1 - \frac{N}{2}(J_1 - J_2) = \frac{N}{2}J_1 + \frac{N}{2}J_2.$$

Par conséquent l'action est exactement la même que celle d'un enroulement partagé en deux, dont chaque moitié serait parcourue par l'un des courants des conducteurs extérieurs. Tant que la machine est systématiquement chargée, le rendement ne diminue pas. Même pour des charges inégales, on peut, en dimensionnant convenablement l'enroulement auxiliaire réduire la perte de tension à une très faible valeur.

Par suite du petit nombre de tours de l'enroulement auxiliaire et de la faible intensité pour laquelle on doit le prévoir, ce dispositif tient extrêmement peu de place.

B. L.

TRANSMISSION ET DISTRIBUTION

La fabrication des câbles téléphoniques à nombreuses âmes isolées par l'air. **Schmidt.** *Zeitschrift für Electrotechnick*, 29 mai.

Nous avons décrit (1) le mode de construction des câbles dans lesquels le conducteur est entouré d'une bande isolante ininterrompue en

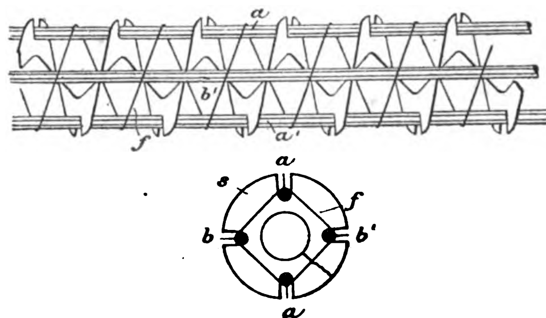


Fig. 1 et 1*a*.

hélice dont les tours ne sont pas jointifs ou d'une enveloppe ondulée ou côtelée.

Dans ce qui suit nous allons passer en revue les modes de construction dans lesquels le conducteur et l'isolant sont séparés l'un de l'autre par des parois en matière isolante. Nous pouvons séparer ces modes de construction en deux

(1) *Écl. Élec.*, n° 34.

groupes ; l'un de ces groupes comprend les câbles dans lesquels les conducteurs passent dans des trous ou des encoches faites sur des disques

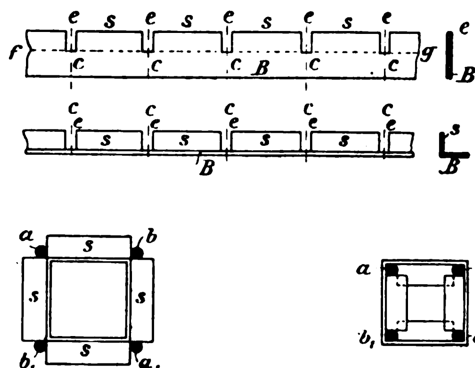
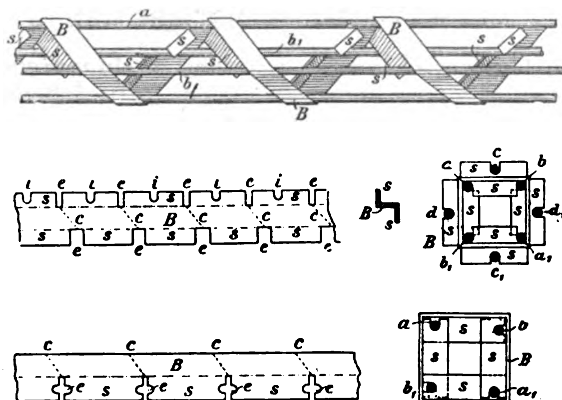


Fig. 2, 2*a*, 2*b*, 2*c* et 2*d*.

isolants qui les maintiennent ; le second groupe comprend les câbles dans lesquels les fils reposent dans des encoches faites sur les bords d'une bande isolante roulée en hélice ouverte.



Fig, 2*g*, 2*h*, 2*i*, 2*k* et 2*l*.

A ce dernier groupe appartient le genre de câbles représenté par la figure 1 et 1*a*. Dans ce dispositif, l'hélice peut être découpée dans un tube en papier ou bien formée d'une bande découpée à la forme voulue et contournée en forme

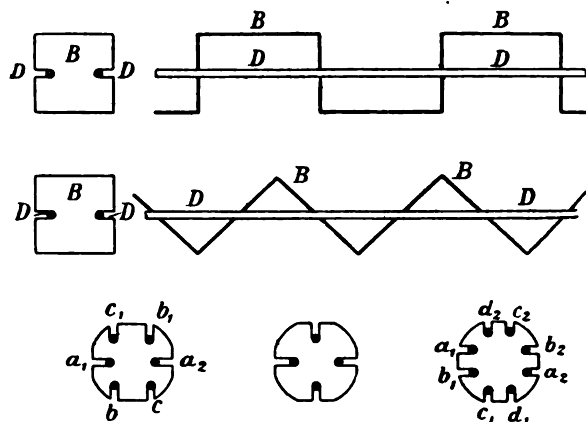


Fig. 3, 4, 4*a*, 4*b* et 4*c*.

d'hélice : le câble représenté en vue longitudinale et en coupe dans les figures 1 et 1*a* ne comprend que quatre conducteurs, mais on peut employer le même mode de construction pour un câble à grand nombre d'âmes.

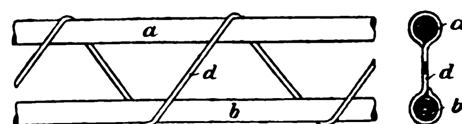


Fig. 5 et 5*a*.

La fabrication de ces bandes de papier offrant certaines difficultés, on a réalisé d'une façon différente des supports hélicoïdaux du même genre. Une bande de papier portant des encoches *ee* (fig. 2) est recourbée à angle droit à sa partie inférieure (fig. 2*a*) puis est ployée en forme de rectangles successifs (fig. 2*b* et 2*d*). On peut aussi opérer comme l'indiquent les figures 2*g*, 2*h*, 2*i*, 2*k*, 2*l*.

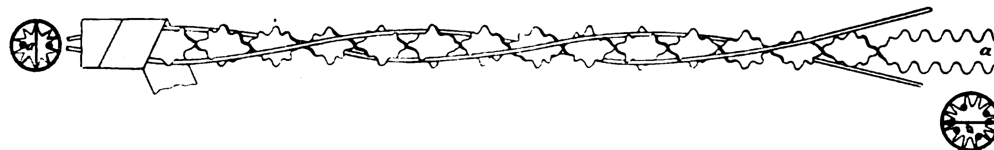


Fig. 6*a*, 6*b* et 6*c*.

Un procédé proposé par Breisig pour diminuer la constante diélectrique dans les câbles à longue distance est indiqué par la figure 3 où une bande de papier courbée en forme de rectan-

gles successifs, soutient les fils. Au lieu de former avec la bande de papier une succession de rectangles, on peut simplement la plier en zigzags : ce procédé, que représente la figure, offre l'avantage de permettre sans difficultés la pose de 6 ou 8 fils (fig. 4*a*, 4*b*, 4*c*).

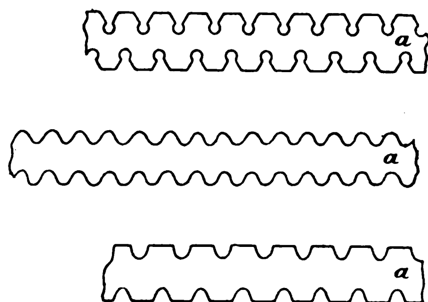


Fig. 7*a*, 7*b* et 7*c*.

Le dispositif représenté par la figure 5 et 5*a* a pour but de maintenir, dans les câbles téléphoniques à grande distance, les conducteurs aussi éloignés que possible tout en n'employant que peu de matériaux solides, de façon à obtenir une

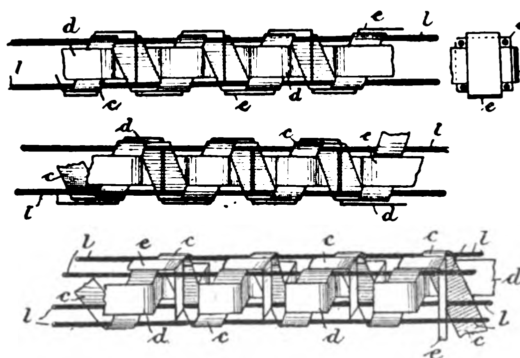


Fig. 8, 8*a*, 8*b* et 8*c*.

faible capacité électrostatique. Pour cela, on maintient les deux conducteurs au moyen d'un fil de fer isolé : le fer offre l'avantage d'augmenter la self-induction des câbles, ce qui est favorable pour la transmission à longue distance.

Au même groupe se rattache le dispositif employé par Siemens et Halske et que représentent les figures 6 et 7.

Le mode de construction représenté par les figures 8 appartient un groupe de câbles dans lesquels les différents fils sont séparés les uns des autres par des parois longitudinales. Ces figures indiquent un dispositif où quatre fils

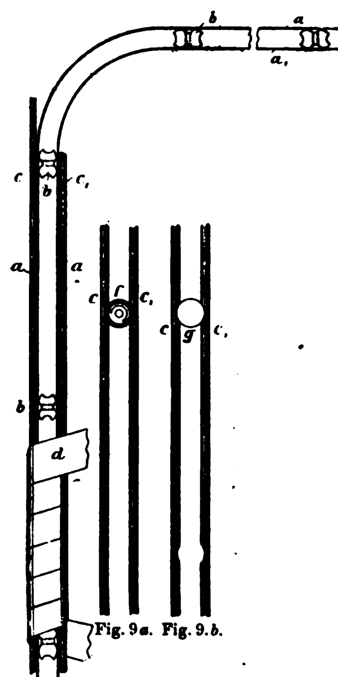


Fig. 9.

sont maintenus à leur écartement par trois bandes de papier qui serpentent les unes dans les autres.

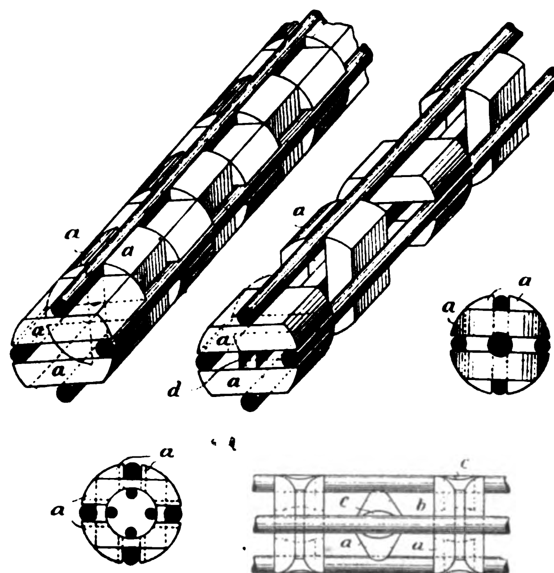


Fig. 10, 10*a*, 10*b*, 10 cet 10*d*.

Passons maintenant aux dispositifs dans lesquels les différents conducteurs sont maintenus en place par des parois transversales ou des disques en matière isolante.

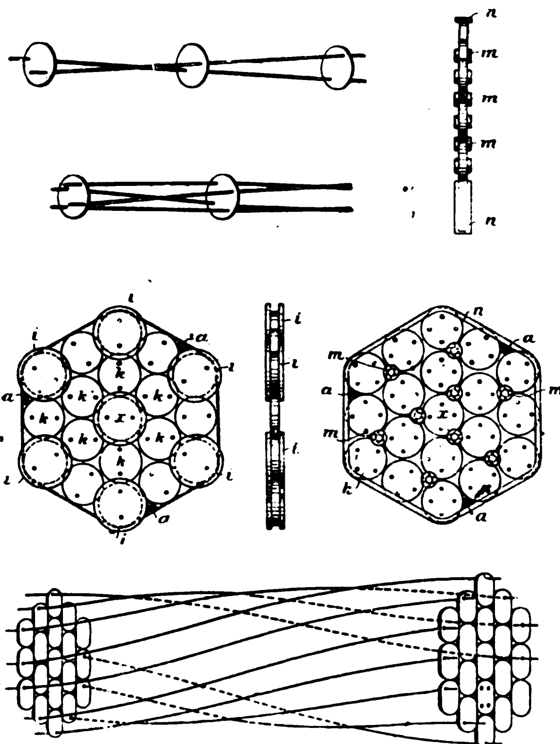


Fig. 11, 11*a*, 11*b*, 11*c*, 11*d*, 11*e* et 11*f*.

Dans le mode de construction représenté par les figures 9, les séparateurs ont la forme d'une petite bobine (fig. 9) qui peut recevoir un noyau de fer servant de pont inductif, ou bien la forme d'une sphère ou d'un cylindre (fig. 9*a* et 9*b*).

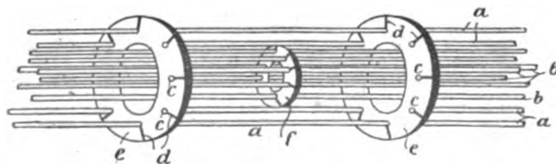


Fig. 12.

Les conducteurs peuvent porter de petites cavités ou de petites saillies destinées à maintenir en place les séparateurs.

Le dispositif qu'indiquent les figures 10 possède une grande résistance contre les chocs et les pressions extérieures tout en assurant aux câbles une souplesse suffisente et en présentant, avant tout, une très faible capacité. Dans ces câbles les fils sont maintenus à leur place par du bois, de l'ébonite ou autre matière isolante : l'espace rectangulaire ou circulaire qui reste

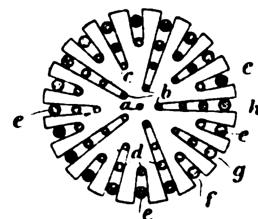


Fig. 13.

libre au centre du câble peut être occupé par un ou plusieurs câbles téléphoniques pour courtes distances, ou bien télégraphiques.



Fig. 14.

Dans le mode de construction des figures 11, les fils sont supportés par des disques isolants munis de trous. Les deux fils de chaque ligne double forment une hélice : pour fabriquer un câble on réunit ensemble un certain nombre de lignes doubles, comme le montrent les figures 11*b*, 11*c*, 11*d*.

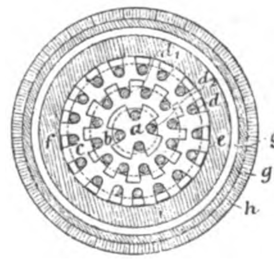


Fig. 15.

Les figures 12 à 15 montrent d'autres dispositifs adoptés par différents constructeurs. La figure 13 représente un câble dans lequel 55 fils sont disposés en quatre rangées concentriques supportées par des disques : les fils sont de diamètres inégaux et pénètrent plus ou moins profondément dans les encoches faites sur ces disques. Dans la figure 14 le câble est constitué de la même façon que dans la figure 12 mais les fils sont placés à la périphérie des disques et maintenus par un cordon. Dans la figure 15 les fils sont soutenus par des disques de différents diamètres. B. L.

Le Gérant : Ch. COINTE.

L'Éclairage Électrique
REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS
Électriques — Mécaniques — Thermiques
DE
L'ÉNERGIE

SUR LA PUISSANCE RELATIVE DES COMMUTATRICES

Nous avons, il y a quelques années, à l'occasion d'une analyse d'un travail de M. Kapp sur les commutatrices (1), donné une formule générale permettant d'évaluer le rapport des puissances qui peut fournir une même machine, à égalité de pertes dans l'induit, lorsqu'elle est employée comme commutatrice, avec un nombre quelconque de phases, et comme dynamo à courant continu.

Cette formule avait été établie en généralisant la méthode de calcul employée par M. Kapp dans un cas particulier, et uniquement pour montrer que cette généralisation ne souffrait aucune difficulté.

Le calcul ainsi présenté est encore un peu long et peut être quelque peu simplifié en opérant d'une manière un peu différente calquée sur celle qu'indiqua M. Steinmetz (2) dans un travail analogue à celui de M. Kapp, mais se rapportant uniquement au cas d'une répartition sinusoïdale de l'induction dans l'entrefer et à un facteur de puissance égal à l'unité. Cette même méthode fut du reste employée également par nous pour établir le rapport des puissances débitées à égalité d'échauffement de l'induit, par une même machine comme commutatrice et comme dynamo à courant continu, et de plus avec un facteur de puissance quelconque.

C'est cette nouvelle démonstration que nous allons indiquer dans cette étude.

Nous établirons tout d'abord les rapports des tensions et des courants continus et alternatifs dans le cas général qui nous occupe.

(1) *L'Éclairage Électrique*, t. XVIII, p. 379, 11 mars 1899.
(2) *L'Éclairage Électrique*, t. XVIII, p. 337, 4 mars 1899.

On sait que la force électromotrice induite dans une dynamo à courant continu est donnée par la formule

$$E = \frac{n}{60} N_i \Phi \cdot \frac{p}{a} 10^{-8} \qquad (1)$$

où n est la vitesse angulaire en tours par minute ;

N_i, le nombre de conducteurs périphériques ;

Φ, le flux émanant d'un pôle inducteur ;

$2p$, le nombre de pôles ;

$2a$, le nombre de circuits mis en parallèle par les balais.

Si l'on considère l'induit de cette dynamo comme un induit d'alternateur, et si l'on désigne par f la fréquence et par q le nombre de phases, on a pour valeur de la force électromotrice induite par phase, en conservant les mêmes notations :

$$E_0 = k_1 f \frac{N_i}{q.a} \Phi \ 10^{-8} \qquad (2)$$

k_1 étant le coefficient de Kapp ou facteur de forme dont la valeur théorique, c'est-à-dire pour une induction sinusoïdale, est dans le cas qui nous occupe d'un enroulement dit à phases superposées [1]

$$k_1 = \frac{\pi}{\sqrt{2}} k = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\sin \frac{\pi}{q}}{2u \sin \frac{\pi}{2qu}} \qquad (3)$$

Dans le cas d'une commutatrice, le nombre d'encoches par pôle qu étant assez grand, on peut remplacer $\sin \frac{\pi}{2qu}$ par l'arc correspondant, ce qui donne pour k_1 la valeur approchée connue

$$k_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} q \sin \frac{\pi}{q} \qquad (4)$$

Ceci suppose le nombre d'encoches par pôle et par phase entier; s'il en était autrement, on y arriverait évidemment au même résultat puisqu'il est indépendant du nombre d'encoches.

Si nous remarquons que la fréquence f est définie par :

$$f = \frac{np}{60}$$

l'équation (2) peut s'écrire :

$$E_0 = k_1 \frac{n}{60} p \frac{N_i}{qa} \Phi \ 10^{-8} \qquad (4)$$

Ou alors en divisant les relations (4) et (1) membres à membres

$$\frac{E_0}{E} = \frac{k_1}{q}$$

Si l'on suppose la chute ohmique et la force électromotrice de self-induction négligeable dans l'induit de la commutatrice, on pourra écrire que le rapport des forces électromotrices

(1) Voir : C.-F. Guilbert. « Sur le calcul des ampèretours équivalents des enroulements pour courants alternatifs » *L'Éclairage Électrique*, t. XL, p. 57, 9 juillet 1904.

est le même que celui des tensions aux bornes correspondantes, d'où en désignant celles-ci respectivement par U_0 et U :

$$\frac{U_0}{U} = \frac{k_1}{q}$$

On obtiendra l'expression du rapport de l'intensité des courants alternatifs reçus et de celle du courant continu débité ou mieux de l'intensité des courants alternatifs et de celle du courant continu dans chaque conducteur en écrivant que la quantité d'énergie fournie à la commutatrice par le réseau à courants alternatifs est égale à celle débitée par le collecteur.

Soient I_0 l'intensité des courants alternatifs par circuit simple de l'induit, I l'intensité du courant continu également par circuit simple et φ le déphasage entre la tension et le courant par phase.

L'énergie fournie à la commutatrice est :

$$qU_0 \times aI_0 \cos\varphi$$

et celle débitée par le collecteur :

$$U \times 2aI$$

d'où :

$$qU_0aI_0 \cos\varphi = 2UaI$$

et par suite :

$$qU_0I_0 \cos\varphi = 2UI$$

On en tire :

$$\frac{I_0}{I} = 2\frac{U}{U_0}\,\frac{1}{q\cos\varphi},$$

ou en remplaçant le rapport des tensions par sa valeur :

$$\frac{I_0}{I} = \frac{2}{k_1 \cos\varphi}$$

Pour simplifier le calcul, nous admettrons que le courant d'alimentation suit la loi sinusoïdale et nous introduirons la valeur maxima I_m du courant par circuit simple. Nous aurons alors :

$$\frac{I_m}{I} = \frac{2\sqrt{2}}{k_1 \cos\varphi} = \eta$$

en désignant pour simplifier ce rapport par η.

Ceci posé, proposons-nous de calculer l'intensité efficace du courant dans une section quelconque de l'induit, dont l'axe fait par exemple un angle α avec l'axe de la phase qui contient cette section.

Le courant résultant dans cette section est, à chaque instant, la différence entre le courant alternatif qui est le même pour toutes les sections d'une même phase et un courant de forme périodique suivant une loi rectangulaire avec changement de sens au moment où le balai met la section considérée en court-circuit.

Comme c'est le décalage relatif seul qui nous intéresse, nous pouvons évidemment, puisque nous n'avons à considérer que ce qui se passe pendant une demi-période, supposer que le courant continu est toujours le même dans la section considérée, et que le courant alternatif instantané qui les traverse varie avec la position de la section dans l'enroulement de la phase qui la contient.

Le courant alternatif pourra donc être représenté par :

$$I_m \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi - \alpha\right)$$

au lieu de :

$$I_m \sin\left(\frac{2\pi t}{T} - \varphi\right)$$

en retard d'un angle φ sur la tension aux bornes de la phase correspondante.

Le courant résultant instantané i sera donc :

$$\begin{aligned} i &= I_m \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi - \alpha\right) - I \\ &= I\left[\frac{I_m}{I}\sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi - \alpha\right) - 1\right] \\ &= I\left[\eta \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi - \alpha\right) - 1\right] \end{aligned}$$

La valeur efficace de ce courant s'obtiendra en faisant la racine du carré moyen, ce qui donne en désignant par I' cette valeur efficace :

$$\begin{aligned} I' &= \sqrt{\frac{2}{T}\int_0^{\frac{T}{2}} i^2 dt} \\ &= \sqrt{\frac{2}{T}\int_0^{\frac{T}{2}} I\left[\eta \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi - \alpha\right) - 1\right]^2 dt} \end{aligned}$$

Si l'on développe le carré et si l'on intègre les différents termes en remplaçant $\sin^2$ par sa valeur en fonction du cosinus de l'arc double, on obtient tous calculs faits :

$$I' = I\sqrt{1 + \frac{\eta^2}{2} - \frac{4}{\pi}\eta\cos(\alpha - \varphi)}$$

expression qui montre que le courant efficace dans chaque section varie avec la position de celle-ci et qu'il est maximum pour $\alpha = \varphi$, c'est-à-dire lorsque le décalage dans l'espace de la section est égal au déphasage dans le temps du courant, pourvu bien entendu qu'il s'agisse d'une commutatrice bipolaire.

Les maxima ont lieu pour $\alpha = \frac{\pi}{q}$ et $\alpha = -\frac{\pi}{q}$ et sont en général différents sauf pour le cas où le déphasage φ est nul.

Si l'on veut avoir le rapport de l'énergie perdue dans une section déterminée de la machine, lorsqu'elle est utilisée comme commutatrice et lorsqu'elle est utilisée comme dynamo à courant continu pour donner la même puissance au collecteur, il suffit évidemment de prendre le rapport des carrés des courants I' et I, ce qui donne pour ce rapport

$$K_\alpha = \left(\frac{I'}{I}\right)^2 = 1 + \frac{\eta^2}{2} - \frac{4}{\pi}\eta\cos(\alpha - \varphi)$$

Ce rapport est minimum et maximum pour les mêmes valeurs que plus haut, il représente à un facteur près les variations de la perte ohmique dans les différentes sections de la machine.

Si, enfin, on veut le rapport de l'énergie dans l'enroulement total pour le fonctionnement en commutatrice et pour celui en dynamo à courant continu, il suffit évidemment de chercher le rapport de la valeur moyenne du carré du courant efficace, pour une phase et par circuit simple, au carré du courant continu correspondant également par circuit simple. Ceci revient en somme à chercher la valeur moyenne du rapport K_α lorsque α varie de $-\frac{\pi}{q}$ à $+\frac{\pi}{q}$, l'angle $\frac{2\pi}{q}$ correspond à une phase pour une machine bipolaire.

On a donc pour la valeur moyenne de ce rapport :

$$K = \frac{1}{\frac{2\pi}{q}} \int_{-\frac{\pi}{q}}^{+\frac{\pi}{q}} K_\alpha d\alpha$$

$$= \frac{q}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{q}}^{+\frac{K}{q}} \left[1 + \frac{\eta^2}{2} - \frac{4}{\pi}\eta \cos(\alpha - \varphi)\right] d\alpha$$

$$= 1 + \frac{\eta^2}{2} - \frac{4}{\pi^2} q\eta \sin\frac{\pi}{q} \cos\varphi$$

On retrouve donc bien la formule que nous avons établie dans l'étude rappelée au début et qui permet de calculer facilement la puissance comparée d'une même machine utilisée comme commutatrice ou comme dynamo à courant continu, pour une même perte par effet Joule dans l'induit, le rapport de ces deux puissances étant comme on le sait $\frac{1}{\sqrt{K}}$.

Si nous remplaçons η par sa valeur en fonction de k_1 nous obtenons :

$$K = 1 + \frac{4}{k_1^2 \cos^2\varphi} - \frac{8\sqrt{2}}{\pi^2} q \frac{\sin\frac{\pi}{q}}{k_1}$$

Le coefficient k_1 se calcule comme pour les alternateurs par la connaissance de la loi de répartition de l'induction le long de l'entrefer et la répartition de l'enroulement de chaque phase.

$$k_1 = 2 . \frac{E_{eff}}{E_{moyen}}$$

Ce qui précède suppose le rendement égal à l'unité ; on peut tenir compte du courant watté à vide, comme l'a déjà fait du reste M. Steinmetz, en ajoutant ce courant au courant watté utile $I_m \cos\varphi$, c'est-à-dire en somme en remplaçant $I_m \cos\varphi$ par $I_m \cos\varphi\,(1 + \rho)$, ρ désignant l'intensité du courant à vide en pour cent de l'intensité du courant utile.

En reprenant le calcul précédent, on voit que la quantité η est multipliée par $1 + \rho$ sans autre changement.

C.-F. GUILBERT.

LES ÉLECTRODES AUXILIAIRES

DANS LES ACCUMULATEURS AU PLOMB

La force électromotrice d'un accumulateur est une somme de valeurs partielles, variables séparément. Il en est de même de la différence de potentiel aux bornes. Il est souvent intéressant de connaître les composantes de la force électromotrice ou de la différence de potentiel aux bornes. Ainsi par exemple, lorsque la différence de potentiel aux bornes, a

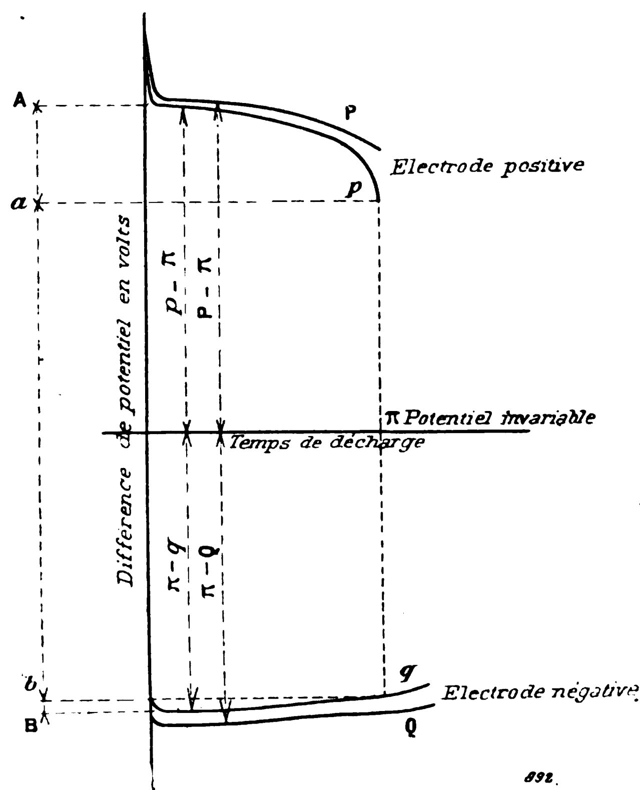


Fig. 1.

atteint une certaine valeur adoptée comme limite de décharge, il est utile de savoir quelle électrode a été la principale cause de baisse, c'est-à-dire quelle est celle qui a limité la décharge ou encore quelle est la part de chaque électrode dans la variation de la tension aux bornes de l'élément. Il faudra pour cela avoir recours à une électrode auxiliaire dont le potentiel restera invariable ou à peu près et on comparera son potentiel à celui de chacune des électrodes de l'accumulateur.

Soient P et Q les potentiels de chaque électrode à circuit ouvert, p et q les potentiels de chaque électrode à circuit fermé et π le potentiel invariable de l'électrode anxiliaire ; la force électromotrice E et la différence de potentiel aux bornes e seront données par les relations :

$$E = P - Q = (P - \pi) + (\pi - Q)$$

$$e = p - q = (p - \pi) + (\pi - q)$$

Si l'on mesure à divers moments de la charge ou de la décharge (fig. 1) les valeurs (P — π), (π — Q), (p — π), (π — q) et si l'on trace leur courbe en fonction du temps, on aura clairement l'allure des variations du potentiel de chaque électrode.

La valeur de la différence de potentiel aux bornes était AB au début de la décharge. A la fin de la décharge cette valeur est tombée à *ab*. L'électrode positive a contribué pour sa part à une chute de potentiel A*a*, et l'électrode négative à une chute de potentiel B*b*.

Choix de l'électrode auxiliaire. — L'électrode auxiliaire étant destinée à rester plongée

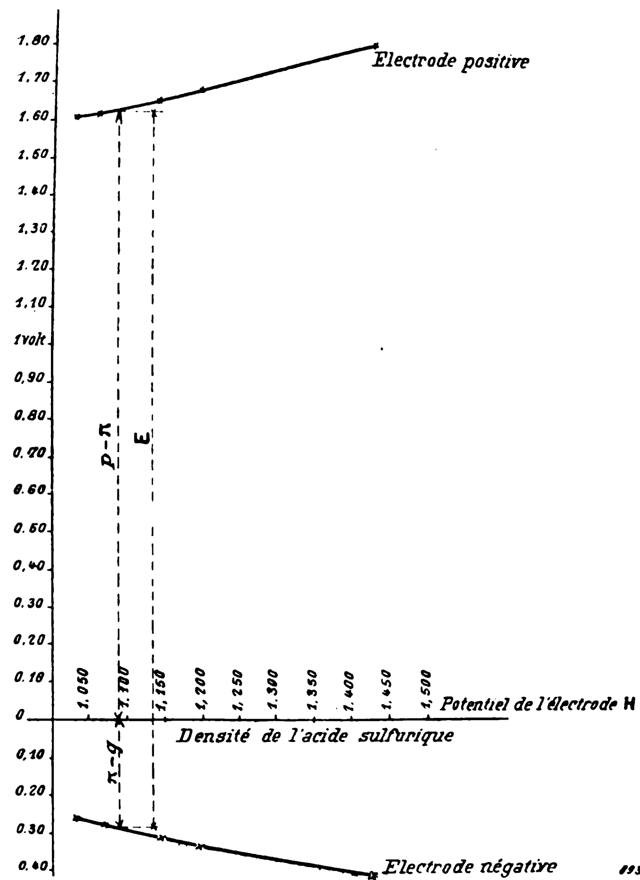


Fig. 2.

dans le liquide sulfurique des accumulateurs, doit y être insoluble et ne pas lui céder d'impuretés dangereuses pour les électrodes de l'élément. Elle doit être impolarisable : son potentiel doit rester à peu près invariable quand elle débite un courant faible dans le circuit d'un voltmètre. On sera guidé pour le choix d'une électrode auxiliaire par le degré de précision qu'on exige des mesures et par la commodité de son emploi.

S'il s'agit de mesures peu précises, comme par exemple de savoir quelle est l'électrode, positive ou négative qui limite une décharge, un crayon de zinc amalgamé sera suffisant. Une des bornes du voltmètre est reliée à l'électrode que l'on veut examiner, l'autre est reliée au bâton de zinc ; on plonge le zinc dans le liquide le liquide et on fait la lecture.

Le zinc sera remplacé avantageusement par du cadmium amalgamé qui est attaqué plus lentement par l'acide sulfurique et conserve un potentiel plus constant.

La densité du liquide sulfurique étant 1,200, les valeurs des différences de potentiel prises avec ces deux métaux sont à peu près :

Zinc — peroxyde de plomb	2,43 volts
Cadmium — peroxyde de plomb	2,19 »
Zinc — plomb spongieux	9,40 »
Cadmium — plomb spongieux	0,16 »

Le potentiel de l'électrode zinc ou cadmium varie de quelques centièmes de volt[1] à cause de la concentration variable du sulfate de zinc ou du sulfate de cadmium dans le voisinage

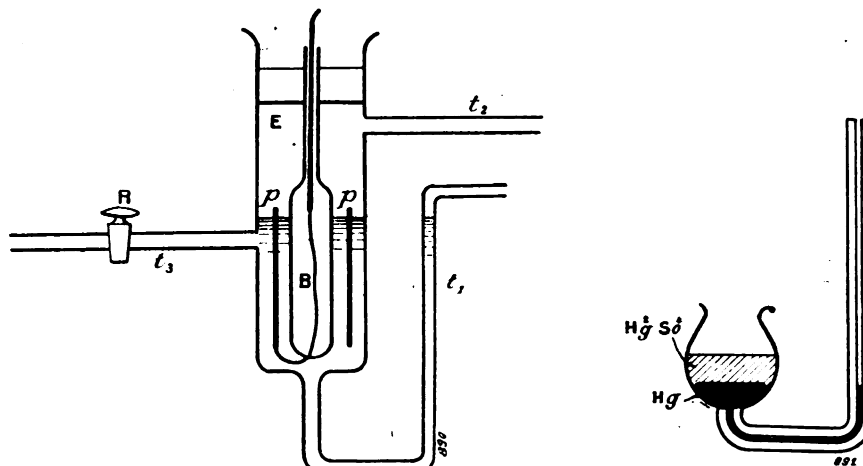


Fig. 3 et 4.

du métal. Dans la pratique les indications obtenues avec le zinc et le cadmium sont suffisantes. Ce genre d'électrode auxiliaire est d'ailleurs facile à réaliser et s'emploie commodément.

D'autres métaux, tels que le cuivre, le fer, le nickel, l'argent, pourraient aussi servir d'électrodes auxiliaires, mais ils provoqueraient par leur présence dans le liquide des décharges locales de la plaque négative. On n'a pas cet inconvénient avec le zinc, le cadmium ou le mercure.

Pour les mesures de précision, il vaut mieux choisir une électrode auxiliaire qui contienne un des ions de l'acide sulfurique H ou SO^4. Telles sont d'une part l'électrode à hydrogène et d'autre part les électrodes dont le sulfate est peu soluble dans l'acide sulfurique comme le mercure et le plomb.

Electrode à hydrogène. — On réalise le plus simplement une électrode à hydrogène avec un fil de platine recouvert d'une bulle de platine par polarisation.

---

(1) STREINTZ (*Wied. Ann.*, 49, p. 564) donne pour l'électrode zinc placée dans un vase poreux contenant une solution concentrée de sulfate de zinc, les formules empiriques.

$$P = 2,375 + 0,5925\ (D - 1),$$
$$p = 0,4775 - 0,3245\ (D - 1),$$

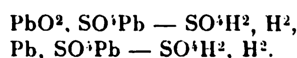
P, différence de potentiel entre la positive et le zinc,
p, différence de potentiel entre la négative et le zinc.
D, Densité de l'acide sulfurique.

L'électrode à hydrogène (fig. 3) de Grove, décrite par Dolezalek (Théorie de l'accumulateur au plomb, p. 162), est constituée par une lame de platine recouverte de noir de platine et imbibée de gaz hydrogène. Elle se comporte comme une modification conductrice de l'hydrogène.

De l'hydrogène préparé avec du zinc pur et de l'acide sulfurique arrive par le tube t_1, lèche la lame de platine *pp* et s'échappe par le tube t_2. Le récipient B amène la connexion avec le platine et forme par sa présence un espace annulaire dans lequel les bulles de gaz restent en contact avec le platine. L'appareil contient de l'eau acidulée sulfurique qui communique avec l'acide de l'accumulateur par le tube t_3. Après 3 heures de circulation d'hydrogène, le potentiel de l'électrode atteint une valeur constante Le robinet R permet de mettre l'électrode en communication avec l'accumulateur pendant la durée de la mesure. L'électrode à hydrogène n'a qu'un intérêt théorique. Elle ne saurait être employée dans les mesures galvanométriques ordinaires.

Dolezalek(1) s'est servi de l'électrode à hydrogène pour étudier les variations du potentiel de chaque électrode de l'accumulateur au plomb, en fonction de la concentration de l'acide sulfurique.

Il a réalisé ainsi les couples :



$$PbO^2, SO^4Pb — SO^4H^2, H^2,$$
$$Pb, SO^4Pb — SO^4H^2, H^2.$$

Les forces électromotrices de ces couples pour différentes concentrations de l'acide sulfurique sont rassemblées dans le tableau suivant :

TABLEAU I

DENSITÉ de l'acide sulfurique à 15° C.	FORCE ÉLECTROMOTRICE A 0° C DE	
	$PbO^2 — H^2$	$Pb — H^2$
1,033	1,610	0,269
1,064	1,617	0,282
1,141	1,654	0,317
1,192	1,682	0,339
1,428	1,801	0,426

En portant en abscisses (fig. 2) les densités de l'acide sulfurique, en ordonnées positives les valeurs correspondantes de la force électromotrice du couple $PbO^2 — H^2$ et en ordonnées négatives, celles du couple $Pb — H^2$, on se représente clairement les composantes de la force électromotrice de l'accumulateur dans les différentes concentrations de l'acide sulfurique. La somme des deux forces électromotrices partielles donne la force électromotrice de l'accumulateur.

Bien que ces valeurs soient prises à 0° C, elles donnent des indications suffisantes pour la pratique, la force électromotrice de l'accumulateur variant de moins de 0,01 volt pour une élévation de température de 30° C (2).

---

(1) *Loc. cit.*, p. 61.

(2) Le coefficient de température de l'accumulateur au plomb pour les acides moyennement concentrés est voisin de 0,0003 volt.

***

Electrode mercure sulfaté mercureux. — On la réalise avec un récipient ayant la forme représentée par la figure 4. On y verse du mercure que l'on recouvre d'une pâte de sulfate mercureux et d'acide sulfurique. On établit la connexion avec le mercure par un fil de platine traversant le tube capillaire.

Cette électrode se polarise rapidement. La différence de potentiel Pb — Hg est 0,96 volt, elle est à peu près indépendante de la densité de l'acide.

Electrodes en plomb spongieux et en peroxyde de plomb. — On peut prendre une petite

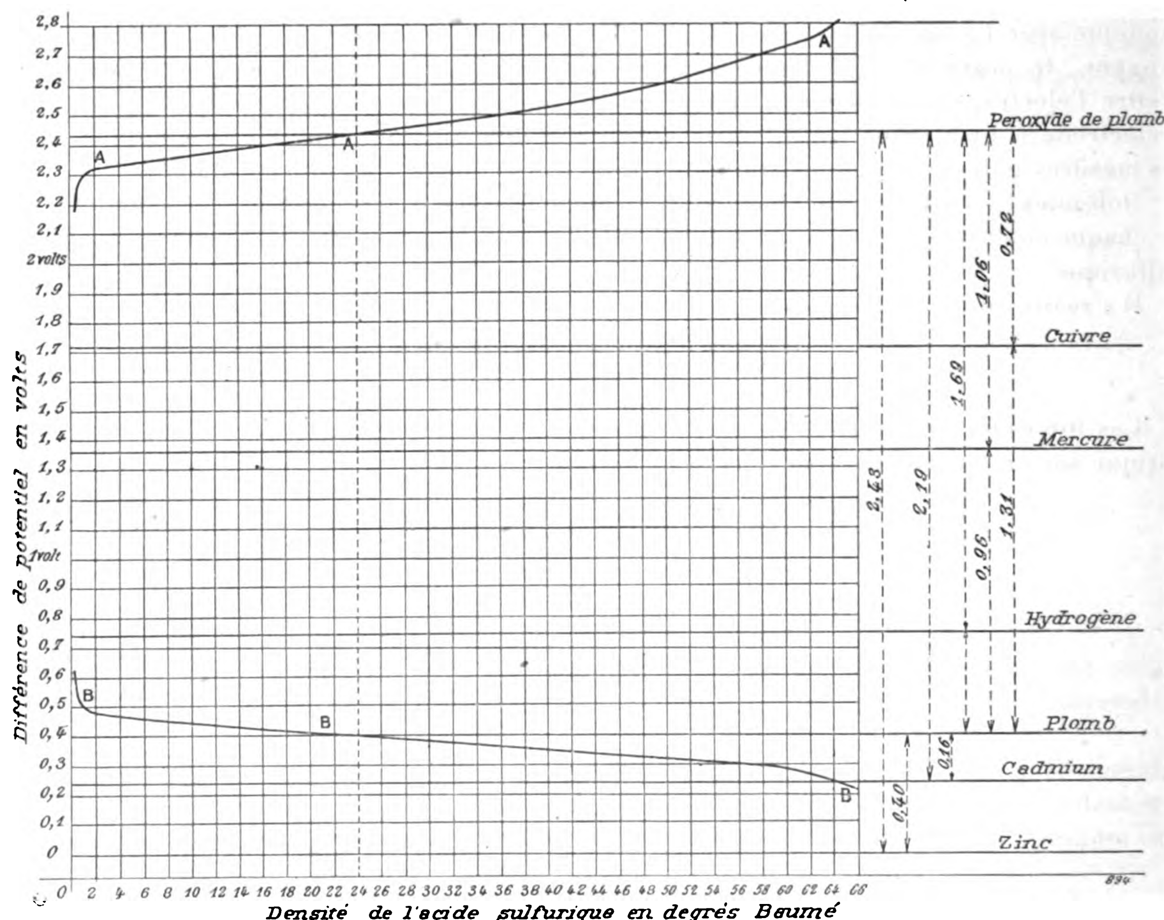


Fig. 5 (1).

électrode négative ou une petite électrode positive (un fragment de plaque d'accumulateur) que l'on suspend dans l'élément. Le potentiel de telles électrodes est très constant (à moins qu'elles viennent d'être chargées, c'est pourquoi avant de s'en servir, il est bon de les laisser quelques heures dans un acide de même densité que celui de l'accumulateur) ; il ne dépend que de la concentration de l'acide sulfurique dans lequel elles sont plongées, même si elles sont partiellement déchargées. Elles ont encore l'avantage sur les autres électrodes auxiliaires, de pouvoir supporter un courant relativement intense et de pouvoir être intercalées dans le circuit d'un voltmètre. Dans les mesures de la pratique, on peut admettre que la concentration de l'acide dans l'intérieur de la plaque auxiliaire est à peu près invariable,

(1) Dans la figure 5, les deux lignes relatives au cuivre doivent être supprimées.

puisqu'elle ne débite qu'un courant excessivement faible pendant la lecture au voltmètre et qu'elle reste plongée dans le liquide même de l'accumulateur dont la concentration change peu en cours de charge et de décharge.

Avec ce genre d'électrodes auxiliaires, on réalise les chaines de concentration :

Electrode auxiliaire.	Electrode de l'accumulateur en charge ou en déchage.
Pb — $PbSO^4$ Acide de concentration constante.	Acide de concentration variable $PbSO^4$ — Pb.
PbO^2 — $PbSO^4$ Acide de concentration constante.	Acide de concentration variable $PbSO^4$ — PbO^2

Dolezalek a étudié théoriquement ces chaînes de concentration pour toute l'échelle des densités de l'acide sulfurique.

Les résultats sont précieux pour déterminer les variations du potentiel de chaque électrode en fonction de la densité de l'acide. Ils corroborent ceux qui sont dus à l'électrode hydrogène dont nous avons parlé plus haut.

Nous lui empruntons les nombres des tableaux suivants (II) et (III).

TABLEAU II

ÉLECTRODES PbO^2. $PbSO^4$		DIFFÉRENCE de potentiel en volt.	ÉLECTRODES PbO^2. $PbSO^4$		DIFFÉRENCE de potentiel en volt.
— Acide à l'électrode SO^4H^2 p. 100.	+ Acide à l'électrode SO^4H^2 p. 100.		— Acide à l'électrode SO^4H^2 p. 100.	+ Acide à l'électrode SO^4H^2 p. 100.	
0,2	0,65	0,054	0,2	22,5	0,168
0,2	1,35	0,072	0,2	36,5	0,215
0,2	2,85	0,095	0,2	48,0	0,281
0,2	5,5	0,107	0,2	57,5	0,359
0,2	10,5	0,134	0,2	85,5	0,573
0,2	14,5	0,150	0,2	98,0	0,643
0,2	18,0	0,158			

TABLEAU III

ÉLECTRODES Pb. $PbSO^4$		DIFFÉRENCE de potentiel en volt.	ÉLECTRODES Pb. $PbSO^4$		DIFFÉRENCE de potentiel en volt.
+ Acide à l'électrode SO^4H^2 p. 100.	— Acide à l'électrode SO^4H^2 p. 100.		+ Acide à l'électrode SO^4H^2 p. 100.	— Acide à l'électrode SO^4H^2 p. 100.	
0,2	0,65	0,036	0,2	22,5	0,109
0,2	1,35	0,047	0,2	36,5	0,150
0,2	2,85	0,060	0,2	48,0	0,164
0,2	5,5	0,066	0,2	57,5	0,204
0,2	10,5	0,082	0,2	85,5	0,247
0,2	14,5	0,094	0,2	98,0	0,266
0,2	18,0	0,102			

La figure 5 fait voir les relations entre le potentiel constant des différentes électrodes auxiliaires H. Zn, Cd, Cu, Hg, Pb, PbO^2 (en supposant qu'elles restent constamment plongées dans l'acide sulfurique à 24° B) et le potentiel des électrodes positive ou négative de l'accumulateur quand la concentration de l'acide varie à l'intérieur de celles-ci. La variation du potentiel de la plaque positive est représentée par la courbe AA : la variation du poten-

tiel de la plaque négative est représentée par la courbe BB. La distance AB entre deux points correspondants des deux courbes, donne la valeur de la force électromotrice de l'accumulateur pour une densité d'acide donnée.

Les tableaux suivants (IV) et (V) rassemblent pour les différentes densités d'acides exprimées en degrés Baumé, la valeur de la différence de potentiel prise entre chaque électrode et une auxiliaire semblable (Pb ou PbO^2) plongée dans l'acide sulfurique à 24° B. Il est facile avec ces tableaux et la figure 5 de déterminer les variations du potentiel des plaques d'un accumulateur par rapport à une électrode quelconque.

Tableau IV

Électrodes en Pb		Différence de potentiel en volt	Électrodes en Pb		Différence de potentiel en volt.
Densité de l'acide à l'électrode auxiliaire.	Densité de l'acide à l'électrode de l'accumulateur.		Densité de l'acide à l'électrode auxiliaire.	Densité de l'acide à l'électrode de l'accumulateur.	
24° B	1° B	+ 0,09	24° B	33° B	— 0,03
—	2° B	+ 0,08	—	36° B	— 0,04
—	4° B	+ 0,07	—	39° B	— 0,05
—	7° B	+ 0,06	—	42° B	— 0,06
—	10° B	+ 0,05	—	45° B	— 0,07
—	13° B	+ 0,04	—	48° B	— 0,08
—	16° B	+ 0,03	—	51° B	— 0,09
—	19° B	+ 0,02	—	53° B	— 0,10
—	22° B	+ 0,01	—	56° B	— 0,11
—	24° B	0	—	59° B	— 0,12
—	27° B	— 0,01	—	62° B	— 0,13
—	30° B	— 0,02	—	64° B	— 0,14

Tableau V

Électrodes en PbO^2		Différence de potentiel en volt.	Électrodes en PbO^2		Différence de potentiel en volt.
Densité de l'acide à l'électrode auxiliaire.	Densité de l'acide à l'électrode de l'accumulateur.		Densité de l'acide à l'électrode auxiliaire.	Densité de l'acide à l'électrode de l'accumulateur.	
24° B	1° B	— 0,13	24° B	27° B	+ 0,01
—	2° B	— 0,11	—	29° B	+ 0,02
—	4° B	— 0,09	—	32° B	+ 0,03
—	5° B	— 0,08	—	33° B	+ 0,04
—	7° B	— 0,07	—	34° B	+ 0,05
—	10° B	— 0,06	—	35° B	+ 0,06
—	12° B	— 0,05	—	38° B	+ 0,09
—	14° B	— 0,04	—	40° B	+ 0,11
—	17° B	— 0,03	—	50° B	+ 0,23
—	19° B	— 0,02	—	58° B	+ 0,33
—	21° B	— 0,01	—	64° B	+ 0,42
—	24° B	0			

Ces sortes de mesures, avec l'électrode auxiliaire ne sont pas susceptibles d'une grande rigueur à cause des impuretés du plomb des électrodes qui modifient la force électromo-

trice dans l'ordre des centièmes de volt. Néanmoins l'emploi des électrodes auxiliaires, donne des indications relatives précieuses sur la concentration de l'acide à l'intérieur des électrodes, c'est-à-dire sur l'état de charge ou de décharge de chacune des électrodes.

CH. LIAGRE.

NOUVELLES INSTALLATIONS ÉLECTRIQUES

DE LA COMPAGNIE DES CHEMINS DE FER DE L'OUEST EN GARE DES BATIGNOLLES ET DÉPENDANCES (*suite*) [1]

3° *Accumulateurs : charge et décharge.* — Le nombre total des éléments est de 280, se répartissant comme ci-dessous.

Un premier pont de 100 éléments avec queue de 40 :

Un deuxième pont de 100 éléments avec queue de 40.

La batterie se jonctionne sur les barres principales par deux disjoncteurs monopolaires, un sur chaque fil extrême, suivis d'un interrupteur tripolaire (fig. 7). Les fils extrêmes aboutissent aux axes des réducteurs de décharge. Les ponts se trouvent ainsi définis de la façon suivante :

Premier pont : positif, axe du réducteur de décharge ; négatif, le neutre.

Deuxième pont : positif, le neutre ; négatif, axe du deuxième réducteur de décharge.

Pour la charge de la batterie, les réducteurs de décharge sont mis à la position convenable eu égard au voltage des machines qui doivent naturellement pendant ce temps continuer à assurer le service. Il reste ainsi un certain nombre d'éléments sur chaque queue de chaque pont qui sont à charger par les survolteurs. Pour cela, les circuits des survolteurs sont connectés comme ci-dessous :

Premier pont : positif de la génératrice du premier survolteur à l'axe du réducteur de charge de ce pont ; négatif à l'axe du réducteur de décharge du même pont.

Deuxième pont : positif de la génératrice du deuxième survolteur à l'axe du réducteur de décharge du deuxième pont ; et négatif à l'axe du réducteur de charge de ce pont.

Les circuits des survolteurs sont combinés de façon à ce que les deux génératrices survoltrices puissent être utilisées pour la charge des queues de l'un ou l'autre pont. Des bornes des génératrices survoltrices aux interrupteurs bipolaires qui commandent cette combinaison de circuit, le courant passe : 1° à la sortie de l'induit d'un survolteur dans des fusibles ; 2° dans un interrupteur unipolaire et sur l'autre pôle dans un disjoncteur à maxima et à minima, enfin dans un ampèremètre. Le voltage est donné par un voltmètre connecté de telle façon qu'il peut donner, soit le voltage proprement dit des éléments de queue, soit, au contraire, le voltage aux bornes du survolteur considéré, le circuit du survolteur n'étant fermé sur la queue qu'après lecture comparative des deux différences de potentiel qui viennent d'être indiquées.

Les caractéristiques des génératrices de survolteurs sont les suivantes :

Tours	750
Kilowatts	20
Force électromotrice (variable)	120 (maxima)
Pôles	4
Lignes de balais	4
Excitation	séparée à 250 volts alimentée par un des ponts.

(1) Voir *L'Éclairage Électrique*, n° 35.

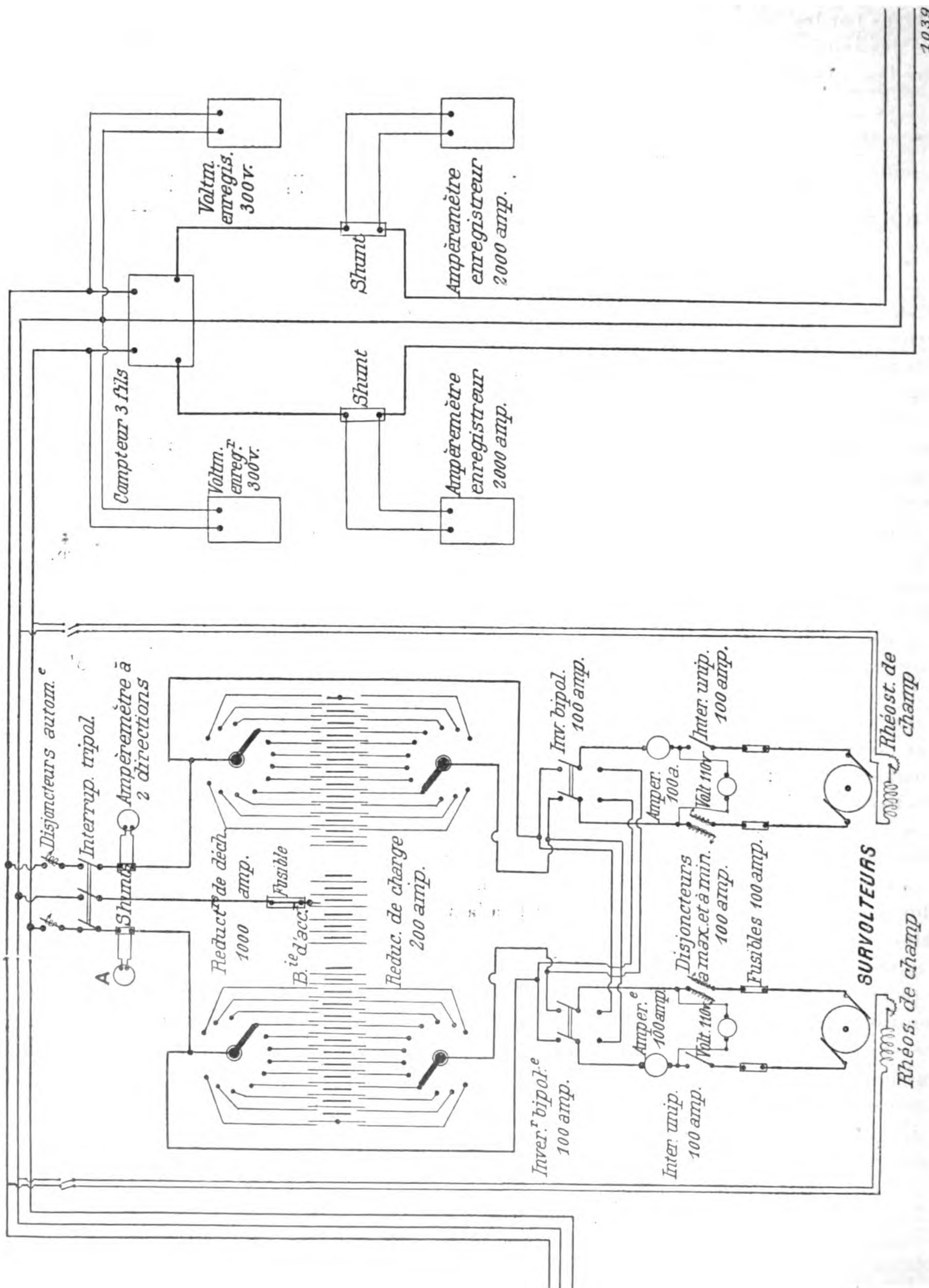

1039
Valtm. enregis. 300 v.
Ampèremètre enregistreur 2000 amp.
Shunt
Campteur 3 fils
Shunt
Valtm. enreg.r 300 v.
Ampèremètre enregistreur 2000 amp.
Disjoncteurs autom.e
Interrup. tripol.
Ampèremètre à 2 directions
Shunt
A
Reductrs de déch. 1000 amp.
Fusible
B.ie d'accrs
Reduc. de charge 200 amp.
Inv. bipol. 100 amp.
Inter. unip. 100 amp.
Amper. 100 a.
Volt 110 v.
Rhéost. de champ
Disjoncteurs à max. et à min. 100 amp.
Fusibles 100 amp.
SURVOLTEURS
Amper.e 100 amp.
Volt 110 v.
Rhéos. de champ
Inver.r bipol.e 100 amp.
Inter. unip. 100 amp.

Fig. 7.

Le neutre de ces installations étant à la terre un fusible a été installé sur ce fil au point même de sa jonction avec les accumulateurs. Dans le cas où ce fusible viendrait à sauter, les ponts resteraient créés par les égalisatrices et on peut éviter ainsi les accidents graves qui pourraient résulter d'une masse qui se produirait dans les connexions et appareillages divers des réducteurs.

Le principe des réducteurs employés est le suivant : Un collecteur de dynamo dont les lames seraient isolées par l'air est fixe et les balais tournent autour de lui. Un de ces collecteurs est évidemment utilisé pour la charge comme pour la décharge, les balais de charge étant situés à une extrémité de ce collecteur, les balais de décharge à l'autre. Le déplacement des balais est obtenu par des électros, lesquels sont actionnés sous 250 volts par un circuit pris sur un pont, le lancement de courant dans ces électros s'obtenant à la main par la manœuvre d'un petit commutateur à contact entre charbons. La coupure de ces contacts est longue, non brusque, et permet la montée de l'arc. En pratique, la coupure du champ des électros se fait, grâce à ce dispositif, sans inconvénient, malgré la fréquence de la manœuvre.

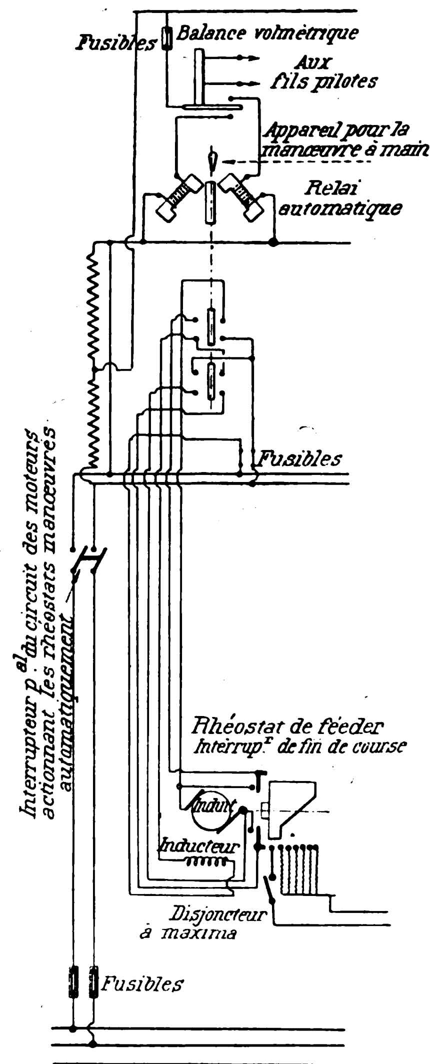


Fig. 8.

L'appareillage est complété par un indicateur de position d'éléments de charge et de décharge dont le principe est le suivant : En cercle on a disposé un nombre de lampes correspondant au nombre d'éléments de réduction. Ces lampes ont une de leurs bornes branchée sur un fil commun aboutissant à un des pôles d'un pont, par l'intermédiaire d'un bouton de contact analogue à un bouton de sonnerie. L'autre borne de chaque lampe aboutit respectivement à un plot devant lequel se déplace un contact relié à l'autre pôle du pont et qui se déplace d'un cran chaque fois que le balai du réducteur se déplace lui-même d'un élément. De cette façon, en appuyant le doigt sur le bouton de contact du circuit de ces lampes, celle qui correspond au dernier élément en prise (charge ou décharge suivant le cas) s'allume. Ces appareils de réduction, construits par la Compagnie générale de Constructions électriques, ont un très bon fonctionnement et donnent toute satisfaction.

4° *Départ des feeders et accessoires.* — Immédiatement après le branchement en parallèle des accumulateurs sur les barres des machines, on rencontre le tableau de comptage de sortie (fig. 7), qui comprend un compteur totalisateur à 3 fils de 2 000 ampères, un voltmètre enregistreur et un ampèremètre enregistreur sur chaque pont. Après quoi on arrive aux trois barres du tableau de départ des feeders. Ce tableau est divisé en cinq parties principales, une par section ; chacune de ces cinq sections se subdivise à son tour en deux : force et éclairage, pour chaque section, donnant ainsi au total, au départ, 10 feeders distincts.

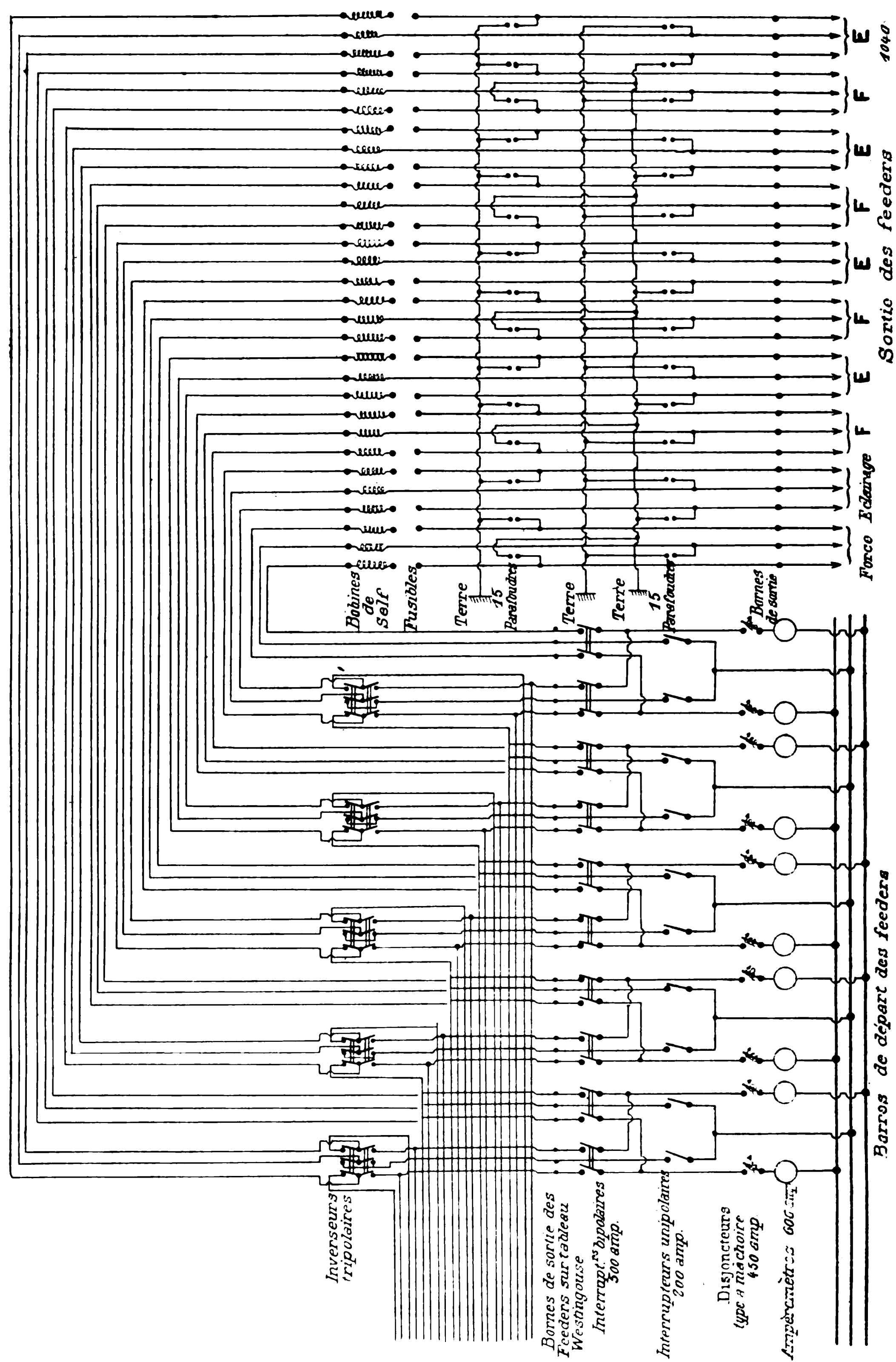

E
1040
F
E
F
E
F
E
F
Sortie des feeders
Force
Eclairage
Bobines de Self
Fusibles
Terre
15 Parafoudres
Terre
Terre
15 Parafoudres
Bornes de sortie
Barres de départ des feeders
Inverseurs tripolaires
Bornes de sortie des Feeders sur tableau Westingouse
Interrupt.rs bipolaires 300 amp.
Interrupteurs unipolaires 200 amp.
Disjoncteurs type à mâchoire 450 amp.
Ampèremètres 600 amp.

Fig. 9.

Le tableau des feeders est suivi du tableau général des parafoudres, après lequel a lieu la sortie de la sous-station. Ce dernier tableau construit par la Maison Iliyne Berline, est divisé en dix parties semblables : chacune d'elles correspondant à un feeder distinct et comportant la self, l'appareil parafoudre proprement dit et les connexions de terre.

Chaque feeder de force, après sa naissance sur les barres du tableau des feeders, passe par un ampèremètre, un disjoncteur, un interrupteur et aboutit directement au tableau des parafoudres. Au contraire, chacun des cinq feeders d'éclairage, après son ampèremètre, son

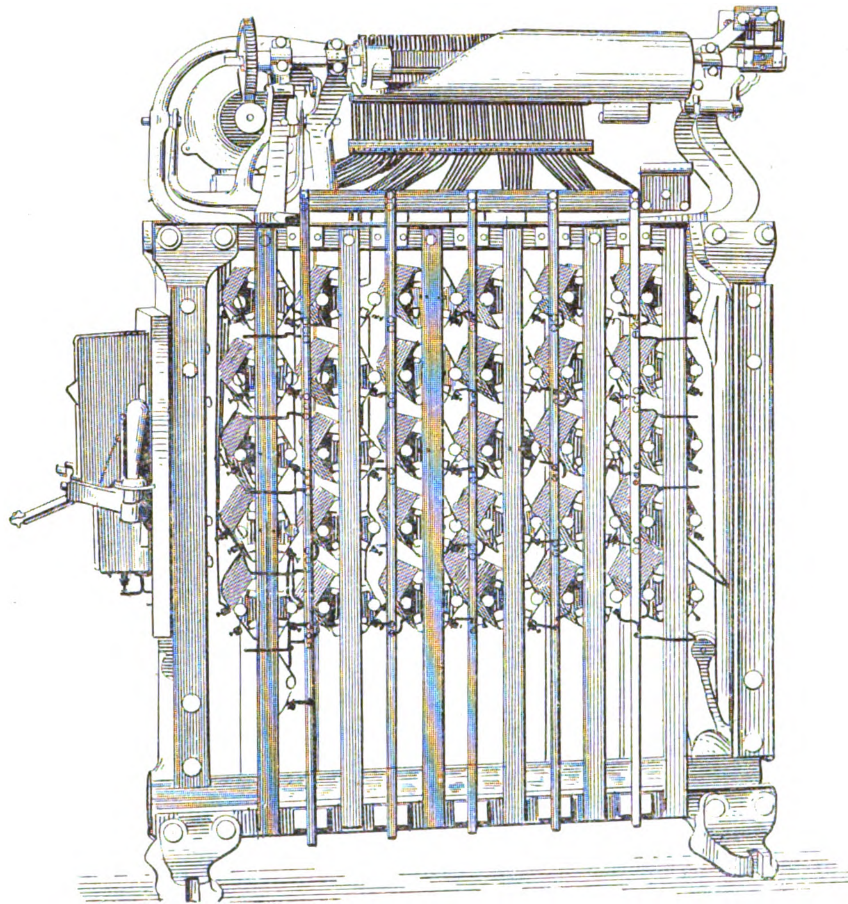


Fig. 10.

disjoncteur et son interrupteur aboutit, toujours sur le tableau de départ des feeders, à un interrupteur tripolaire à deux directions, permettant, ou bien la communication directe du feeder considéré avec le tableau des parafoudre, c'est-à-dire la sortie, ou bien la communication avec le tableau du parafoudre, mais après le passage de chaque fil extrême dans un rhéostat de feeder dont le but est, ainsi qu'il a été déjà indiqué, de maintenir constante, quel que soit le régime, la différence de potentiel sur chaque pont aux bornes d'entrée des cabines de distribution de chaque section. Il en résulte qu'il existe 10 rhéostats de feeders semblables. Ces rhéostats sont automatiques. Nous indiquerons le principe de fonctionnement de l'un d'eux.

Une balance voltmétrique réglée pour être en équilibre au voltage choisi et qu'il s'agit de maintenir constant, est influencée par un électro aux bornes duquel on donne, par deux

fils pilotes, la différence de potentiel existant sur les barres d'un pont à l'entrée de la cabine de distribution considérée. Toute variation de 5 volts environ, en plus ou en moins

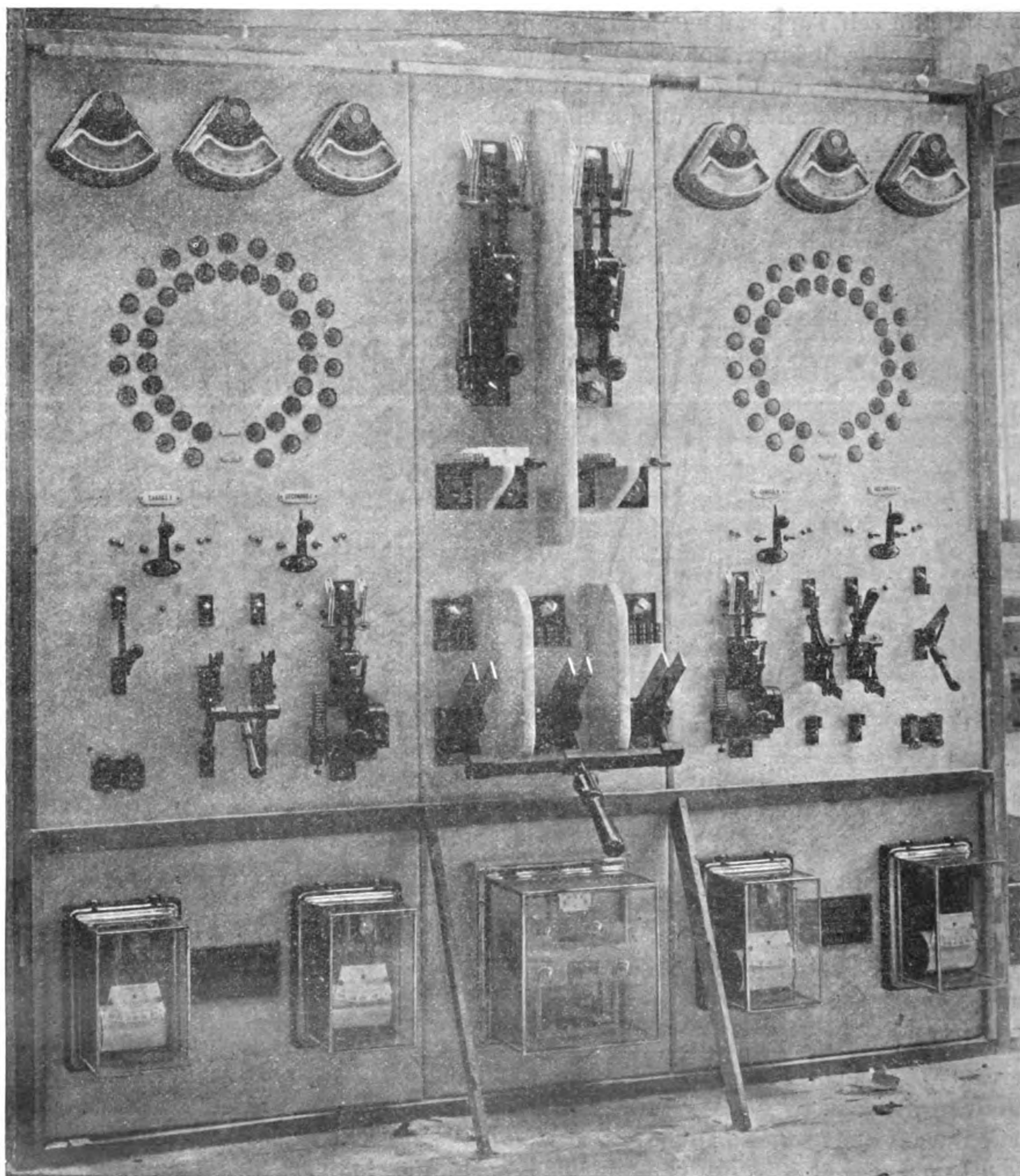


Fig. 11.

du voltage choisi actionne la balance. D'un autre côté, les rhéostats de feeder proprement dits sont constitués par des boîtes de conductance, c'est-à-dire par des rhéostats dont la résistance varie par la variation de section totale des conducteurs en prise. Cette variation

du nombre des brins en prise s'obtient par la rotation d'un cylindre en cuivre découpé suivant une hélice. Le minimum de résistance et le maximum de section sont obtenues par la position du cylindre en face de la rangée de contacts suivant une génératrice entière, c'est-à-dire avant le commencement de la découpure hélicoïdale. La position maximum de résistance et minimum de section s'obtient, au contraire, lorsque la rotation du cylindre a amené devant la rangée de contacts la plus petite longueur de la génératrice du cylindre, c'est-à-dire au sommet de la découpure hélicoïdale : toutes les positions de rotation du cylindre entre les positions extrêmes donnant les valeurs intermédiaires de résistance et de section offerte au courant.

La rotation du cylindre contacteur est assurée par un petit moteur fonctionnant sous la différence de potentiel d'un pont. L'arrêt ou la mise en marche, dans un sens ou dans l'autre, est assuré par un petit contrôleur à trois positions : arrêt, avant, arrière. Ce contrôleur est commandé par deux électros fonctionnant sous la demi-différence de potentiel d'un pont, le courant étant lancé dans l'un ou l'autre de ces électros, ou dans aucun d'eux, suivant que la balance voltmétrique est influencée dans un sens ou dans l'autre, ou bien en équilibre.

Ces rhéostats de feeders sont complétés par deux interrupteurs de fin de course qui coupent le courant dans le moteur, quand les variations de voltage aux cabines tendraient à le laisser en circuit, au delà des positions limites du cylindre contacteur. Ces appareils sont munis en outre d'un disjoncteur spécial lequel est en prise lorsque le fonctionnement est normal, mais qui se coupe lors d'un afflux de courant exagéré qui pourrait être dangereux pour les boîtes de conductance, mais qui, en disjonctant court-circuite le rhéostat sans interruption du courant sur le feeder considéré. Le voltage choisi et que ces appareils maintiennent constant sur les barres d'éclairage aux bornes des cabines de distribution est de 220 volts par pont.

Tous les tableaux de distribution ont été montés avec le plus grand soin et présentent au point de vue électrique le maximum de sécurité. Les parties haute tension sont complètement séparées des autres tableaux. Les connexions des tableaux haute tension sont en barres rigides de cuivre nu. Les connexions des autres tableaux sont en câble isolé, à l'exception des barres omnibus qui sont en cuivre nu. La densité de courant n'atteint nulle part un ampère par millimètre carré. Enfin, malgré le peu de place dont on disposait, toutes ces canalisations qui, comme on peut se le figurer, sont extrêmement nombreuses et complexes derrière les tableaux, sont néanmoins visitables. La mise en marche de toutes ces installations et les essais ont été très satisfaisants et nous terminerons cette étude en faisant remarquer que les premiers mois d'exploitation n'ont donné lieu à aucun incident, ce qui permet d'augurer très favorablement de l'avenir et fait honneur aussi bien aux Constructeurs appelés qu'aux Ingénieurs de la Compagnie des Chemins de fer de l'Ouest qui ont eu à surmonter, tant dans l'étude que dans l'exécution, de véritables et nombreuses difficultés pour aboutir à une installation qui donne, aujourd'hui, toutes les garanties requises pour une bonne exploitation. Nous avons voulu nommer MM. Sabouret, Ingénieur en chef du Matériel et de la Traction, Huillier, Ingénieur principal du Matériel et Mazen, Ingénieur du Service Electrique.

Henri PATAUD.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

TRANSMISSION ET DISTRIBUTION

Détermination de la chute de tension inductive dans les lignes parallèles à courants triphasés (Contribution à l'étude des effets d'induction qui se produisent dans les mesures faites sur les installations triphasées). **Léo Lichtenstein**. *Zeitschrift fur Electrotechnik*, 24 avril et 1er mai.

I

Le point de départ de cette étude a été la détermination de quelques inexactitudes qui se produisent dans les mesures faites sur les canalisations triphasées. Nous avons trouvé que :

1° Dans les fils de tension ou de mesure fréquemment employés, il existe des tensions induites même lorsque la distance entre les fils de mesure et les canalisations est relativement très grande. Si l'on veut obtenir des résultats exacts il faut éviter ces fils de mesure ou de tension ;

2° La formule servant au calcul de la chute de tension inductive dans les conducteurs parallèles à courant alternatif.

$$E = 2\pi f 2 J \left\{ 2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}50 \right\} l \, 10^{-4} \text{ volts}$$

où

ρ désigne la distance entre axes des deux conducteurs en centimètres.

r le rayon des conducteurs en centimètres.

l la longueur d'un conducteur en kilomètres.

J le courant dans un conducteur en ampères.

f la fréquence.

n'est plus valable pour les canalisations à courants triphasés, et il est nécessaire de calculer la chute de tension inductive dans chaque cas particulier.

Les mesures qui ont conduit à ces conclusions ont été faites en 1899 sur l'installation de Gross-Lichterfelde. Il s'agissait de déterminer la résistance des conducteurs pour courants alternatifs de fréquence 50, et de la comparer avec la résistance à courant continu. Dans ce but on a fait un essai en court-circuit et l'on a mesuré la puissance dans chaque phase. La disposition de l'installation et le montage des instruments sont indiqués dans les figures 1 et 2. Les 3 conducteurs à courants triphasés sont presque dans un plan et distants de 55,6 cm l'un de l'autre. Comme ligne de mesure on employait une ligne téléphonique placée à une distance de 8 m. On mesura :

La différence de potentiel E entre chacun des conducteurs 1, 2, 3 et la ligne de mesure (tension étoilée) ; les courants dans les conducteurs

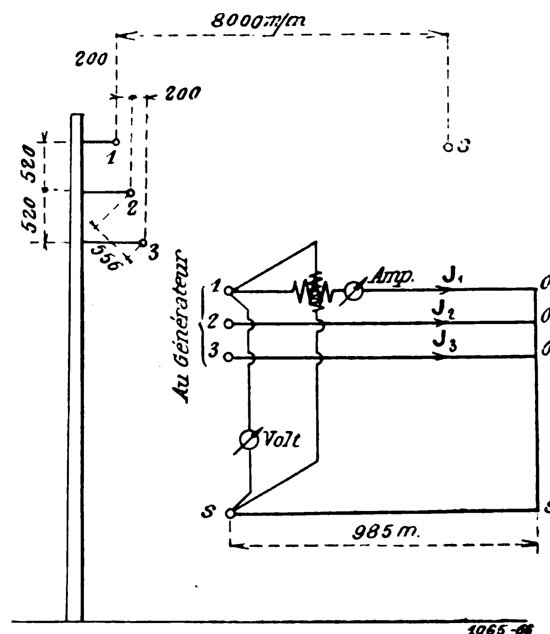


Fig. 1 et 2.

J_1, J_2, J_3 ; la déviation du wattmètre dont la bobine d'intensité était parcourue par le courant J_1 (ou J_2 et J_3) pendant que la bobine de tension était branchée entre la ligne de mesure et le conducteur 1 (ou 2 et 3). On verra que ce wattmètre ne mesure pas la consommation dans la phase 1 (ou 2 et 3). La longueur de la ligne était 985 m ; le diamètre des fils 8 mm (section 50 mm²). Les résultats de mesure sont rassemblés dans le tableau de la page suivante.

La résistance à courant continu d'un conducteur est :

$$w = \frac{985}{50{,}60} = 0{,}328 \text{ ohms}$$

CONDUCTEUR N°	TENSION ÉTOILÉE E en volts.	COURANT J en amp.	PUISSANCE P mesurée en wattmètre et kilow.	$\frac{P}{EJ} = \cos\varphi$	$\frac{E\cos\varphi}{J} = w_a$ ohm.
1	73	147	7,72	0,720	0,357
2	71,9	158	8	0,704	0,320
3	67,5	152	6,72	0,657	0,292

Avec cette valeur de w on obtient pour les puissances dans les 3 fils :

$$P = 0{,}328.\ (147)^2\ w = 7{,}08 \text{ kilowatts}$$
$$P = 0{,}328.\ (158)^2\ w = 8{,}20 \text{ kilowatts}$$
$$P = 0{,}328.\ (152)^2\ w = 7{,}58 \text{ kilowatts}$$

En fait, les puissances dans les conducteurs sont un peu plus élevées, mais ces chiffres ne concordent pas avec les chiffres trouvés dans les mesures. L'écart est surtout important pour le dernier conducteur 3 : la puissance mesurée est inférieure de 12 p. 100 à la vraie. De même les chiffres de la 6e colonne « résistances à courant alternatif » ne concordent pas avec la résistance à courant continu $w = 0{,}328$. La « résistance à courant alternatif » du conducteur 3 est plus petite que la résistance à courant continu !

Les 3 tensions étoilées ne sont pas égales (2e colonne du tableau) ; au plus grand courant (conducteur 2) ne correspond pas, comme on devrait s'y attendre, la plus faible tension (conducteur 3).

Ces faits conduisent à supposer qu'il existe des tensions induites dans les conducteurs de mesure. Le calcul exact de la tension induite dans la ligne de mesure vérifie pleinement cette hypothèse.

Examinons avec soin la figure 2 et vérifions le montage du wattmètre. La bobine de tension est connectée aux points 1 et s et la bobine d'intensité est parcourue par le courant J_1. Le wattmètre mesure alors la puissance qui serait transformée en chaleur dans le circuit 10 ss si, pour une différence de potentiel donnée en 1 s, tout le circuit était parcouru par le courant J_1. Mais en fait le conducteur ss n'est parcouru par aucun courant ; notre wattmètre mesure une puissance plus grande ou plus petite que celle réellement dépensée dans 10 (ou 20 et 30), suivant que la différence de phase de la tension en ss et du courant en 10, (ou 20 et 30) est inférieure ou supérieure à 90°.

II

Considérons le circuit fermé 10 ss formé par le conducteur 10, le fil de tension ss et le voltmètre. Soit J_{1t} le courant instantané dans le conducteur 10, et J_{vt} le courant dans le fil de tension et le voltmètre.

Désignons la résistance du conducteur 10 par w_1, les résistances du fil de tension et du voltmètre par w_s et w_v : w_s est petit vis-à-vis de w_v. Appliquons au circuit 10 ss la loi généralisée de Kirkoff. On a à chaque instant

$$J_{1t}w_1 + J_{vt}w_s + J_v w_v = -\frac{dN_t}{dt} \qquad (1)$$

J_{1t}, J_{vt} sont les valeurs instantanées des courants, N_t le nombre des lignes de force (flux magnétique) qui, à l'instant considéré traversent le circuit 10 ss.

Les directions positives des courants sont indiquées sur la figure 2 par des flèches ; le flux N_t est considéré comme positif lorsqu'il est dirigé vers la surface inférieure du plan du dessin. $\frac{dN_t}{dt}$ est la vitesse de variation du nombre de lignes de force.

$J_{vt}w_s$ est négligeable vis-à-vis de $J_{vt}w_v$.

$J_{vt}w_v = E_{vt}$ = valeur instantanée de la tension au voltmètre. $J_{1t}w_1 = \Omega_t$ = valeur instantanée de la chute de tension ohmique dans le conducteur 10. Si nous introduisons ces relations dans l'équation (1), nous obtenons

$$\Omega_t + E_{vt} = -\frac{dN_t}{dt}.$$

Si nous passons des valeurs instantanées aux valeurs efficaces, il vient :

$$\Omega \neq E_v = -\frac{dN}{dt} \qquad (2)$$

$$E_v = -\frac{dN}{dt} \neq (-\Omega)$$

Le signe $\neq$ indique une addition géométrique. Ω est connu sans plus : pour trouver E_v il faut déterminer $\frac{dN}{dt}$ et N. En faisant ce calcul on trouve pour E_v des nombres qui concordent très bien avec les chiffres trouvés expérimentalement.

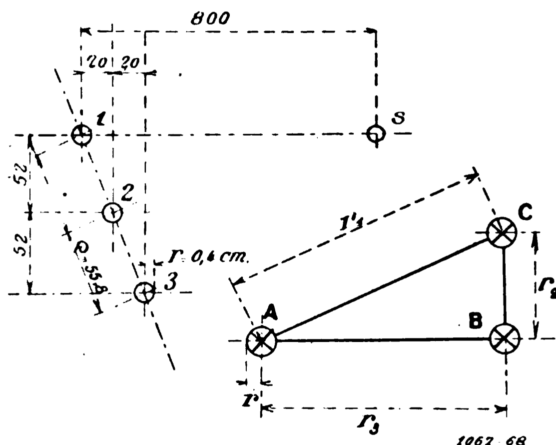


Fig. 3 et 4.

La figure 3 indique exactement la disposition des conducteurs. Le flux magnétique par unité de longueur des conducteurs (1 cm) produit par le courant J_c dans le conducteur C dans l'espace compris entre les conducteurs parallèles A et B est (fig. 4) :

$$Q = 2J_c \log \text{nat} \frac{r_2}{r_1} \text{ unités électromagnétiques} \quad (3)$$

Le flux produit dans le même espace par le courant J_a parcourant le conducteur A lui-même est :

$$Q = J_a \left(2 \log \text{nat} \frac{r_3}{r} + 0{,}5\right) \text{C.G.S.} \quad (4)$$

Le sens positif du courant et du flux est indiqué sur la figure 4 par des flèches.

Si nous employons les formules 3 et 4 pour calculer le flux dans l'espace compris entre les conducteurs 3o et *ss* nous obtenons

$$Q^{(1)}_{3t} = J_{1t}\ 2 \log \text{nat} \frac{800}{111{,}2} \text{ unités électromagnétiques}$$

$$Q^{(2)}_{3t} = J_{2t}\ 2 \log \text{nat} \frac{780}{55{,}6}$$

$$Q^{(3)}_{3t} = J_{3t}\left[2 \log \text{nat} \frac{760}{0{,}4} + 0{,}5\right]$$

d'où

$$Q_{3t} = J_{1t}\ 2 \log \text{nat} \frac{800}{111{,}2} + J_{2t} \log \text{nat} \frac{780}{55{,}6} + J_{3t}\left[2 \log \text{nat} \frac{760}{0{,}4} + 0{,}5\right] \text{unités électromagnét.}$$

Nous obtenons de la même manière pour le flux magnétique par unité de longueur (centimètres) dans l'espace compris entre les conducteurs 2 et *ss* ou 1 et *ss* les valeurs

$$Q_{2t} = J_{2t}\left[2 \log \text{nat} \frac{780}{0{,}4} + 0{,}5\right] + J_{1t}\ 2 \log \text{nat} \frac{800}{55{,}6} + J_{3t}\ 2 \log \text{nat} \frac{760}{55{,}6}$$

$$Q_{1t} = J_{1t}\left[2 \log \text{nat} \frac{800}{0{,}4} + 0{,}5\right] + J_{2t}\ 2 \log \text{nat} \frac{780}{55{,}6} + J_{3t}\ 2 \log \text{nat} \frac{760}{111{,}2}$$

ou bien, en prenant les logarithmes

$$Q_{1t} = J_{1t}\ .\ 15{,}704 + J_{2t}\ .\ 5{,}264 + J_{3t}\ .\ 3{,}834$$
$$Q_{2t} = J_{1t}\ .\ 5{,}32 + J_{2t}\ .\ 15.65 + J_{3t}\ .\ 5{,}22$$
$$Q_{3t} = J_{1t}\ .\ 3{,}92 + J_{2t}\ .\ 5{,}264 + J_{3t}\ .\ 15{,}6$$

Comme il ne passe qu'un courant négligeable dans le fil de tension, on a à chaque instant :

$$J_{1t} + J_{2t} + J_{3t} = 0 \quad (5)$$

La relation 5 dans le cas de courants égaux et sinusoïdaux n'est possible dans les conducteurs

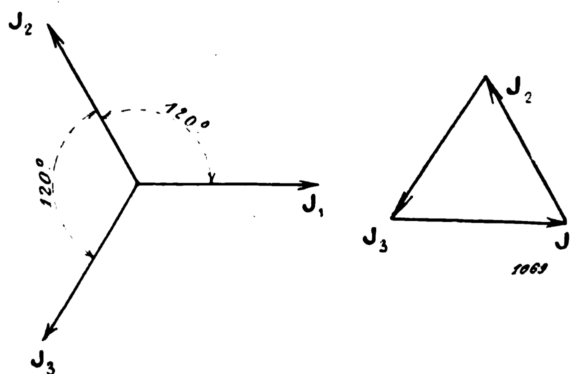


Fig. 5.

d'un système triphasé que si ces courants sont décalés exactement de 120° ou 240° les uns sur les autres (fig. 5).

Comme le montre le tableau donné au début, nos courants ne sont pas égaux. Mais, comme nous le verrons plus loin, ils ne sont pas non

plus décalés de 120° ou 240°, de sorte qu'ils forment quand même un triangle fermé.

La relation (5) permet de simplifier considérablement les équations donnant

$$Q_{1t}, Q_{2t}, Q_{3t}$$

On a :

$$\begin{aligned} Q_{1t} &= J_{1t} . 15,704 + J_{2t} . 5,264 + J_{3t} 3,834 \\ &= J_{1t} . 10,44 - J_{3t} . 1,43 + 5,264 (J_{1t} + J_{2t} + J_{3t}) \\ &= J_{1t} . 10,44 - J_{3t} . 1,41 \end{aligned}$$

et de même

$$\begin{aligned} Q_{2t} &= J_{2t} . 10,33 - J_{3t} . 0,10 \\ Q_{3t} &= J_{3t} . 10,44 - J_{1t} . 1,34 \end{aligned}$$

Ce flux total est égal :

$$\left| \begin{array}{l} lQ_{1t} \\ lQ_{2t} \\ lQ_{3t} \end{array} \right. , \text{ ou } l$$

désigne la longueur des conducteurs en centimètres $l = 98.500$ cm. Si nous passons des valeurs instantanées aux valeurs efficaces, nous devons simplement remplacer les additions ou soustractions algébriques par des additions ou soustractions géométriques.

Comme nous le voyons sur la figure 6, le flux Q_3 est décalé en avant du courant J_3, le flux Q_2 est à peu près en phase avec J_2, et Q_1 retarde sur J_1. Les forces électromotrices $-\frac{dN_1}{dt}$, $-\frac{dN_2}{dt}$, $-\frac{dN_3}{dt}$ sont, comme l'on sait, perpendiculaires aux vecteurs de flux et décalées en arrière.

Calculons maintenant la valeur de la force électromotrice $E_1 = -\frac{dN_1}{dt}$. Comme on le voit sur la figure 6, E_1 est constituée par deux composantes perpendiculaires à J_1 et J_2. L'allure dans le temps de la première composante est donnée par la formule :

$$\begin{aligned} E_{11t} &= -\frac{d}{dt} [10,44 . J_1^m . 98.500 \sin \omega t] \quad (6) \\ &= -10,44 J_1^m . 98.500\, \omega \cos \omega t \text{ unités électromag.} \end{aligned}$$

dans cette formule J_1^m est la valeur maxima du courant variable J_1 en unités absolues,

$$\omega = 2\pi n = 2\pi . 50 = 100\,\pi.$$

La force électromagnétique E_{11t} est obtenue en unités absolues électromagnétiques. Pour exprimer les résultats en volts, il faut multiplier la formule par 10^{-8}. On a alors :

$$J_1^m = 147 \text{ amp. } \sqrt{2} = 14,7 \sqrt{2} \text{ C.G.S.}$$

$$E_{11t} = -10,44 . 14,7 . 98.500 . 100 . \pi \sqrt{2} \cos \omega t . 10^{-8} \text{ volts}$$

$$E_{11t} = -47,5 \sqrt{2} \cos \omega t \text{ volts}$$

La valeur efficace de E_{11} est donc $E_{11} = 47,5$ volts.

On calcule de la même manière la valeur efficace de E_{13}. C'est

$$\begin{aligned} E_{13t} &= -\frac{d}{dt} [1,43 J_3^m . 98.500 . \sin \omega t] \\ &= -1,43 . J_3^m . 98.500 . \omega . \cos \omega t \text{ C.G.S.} \end{aligned}$$

En introduisant les valeurs :

$$\omega = 2\pi n = 100\,\pi = 314$$

$$J_3^m = 15,2 \sqrt{2} \text{ C.G.L.,}$$

il vient

$$E_{13t} = -1,43 . 15,2 \sqrt{2}\, 98.500 . 100\,\pi \cos \omega t\ 10^{-8} \text{ volts}$$

$$E_{13} = -6,7 \sqrt{2} \cos \omega t \text{ volts}$$

La valeur efficace de E_{13} est donc

$$E_{13} = 6,7 \text{ volts}$$

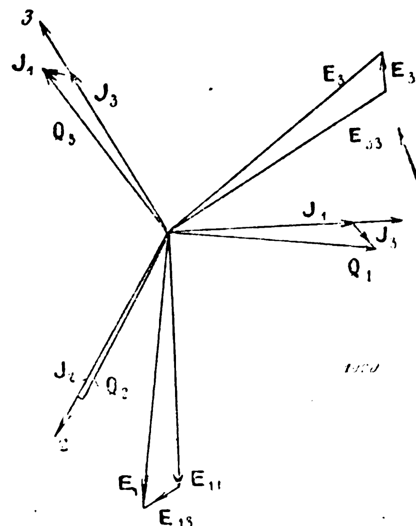


Fig. 6.

La chute ohmique de tension dans le conducteur 1 est

$$\Omega_1 = 147 \text{ amp.} \times 0,328 \text{ ohms} = 48,2 \text{ volts}$$

Sur la figure 7 sont représentées les tensions $E_{11} E_{13}$ et Ω_1 d'après la formule 2.

Le vecteur *om* représente la force électromotrice $-\frac{dN_1}{dt}$, le vecteur *op* la chute ohmique

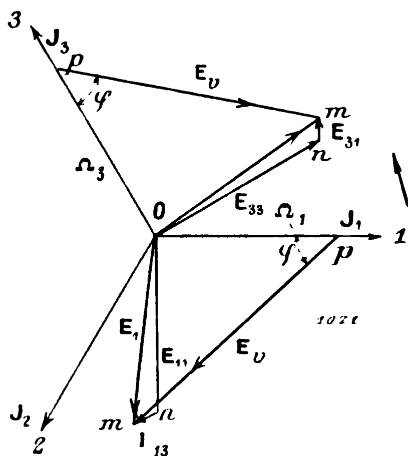


Fig. 7.

de tension dans le conducteur 1, le vecteur *pm* la différence géométrique entre *om* et *op*, différence de potentiel au voltmètre.

L'angle *onm* est égal à 120°. Si l'on déduit des longueurs connues de *op* ou et *nm* les autres proportions géométriques, on obtient les valeurs

$$\frac{E_v \cos \varphi}{J} = w = 0,367$$

Les valeurs mesurées sont

$$pm = 73 \text{ volts}$$
$$\cos \varphi = 0,720$$
$$w = 0,357$$

La concordance est très satisfaisante.

Comme on le voit sur la figure 7, le courant J_1 est en avance sur la tension au voltmètre *pm*. Nous avons pris comme sens positif du courant et de la tension la direction 10*ss* (voir fig. 2).

La différence de potentiel au voltmètre est donc positive lorsqu'elle tend à produire dans ce dernier un courant dirigé de *s* vers 1. Si nous prenons comme primitivement, pour sens positif du courant le sens 1 *o* et au contraire pour sens positif de la tension le sens de 1 vers *s*, la phase de la différence de potentiel au voltmètre varie de 180°.

Calculons les valeurs de la tension, du décalage, etc., pour le conducteur 3. Comme nous l'avons vu précédemment, le flux magnétique dans l'espace compris entre les conducteurs 3 *o* et *ss* est par centimètres de distance.

$$Q_{3t} = J_{3t} \cdot 10,44 - J_{1t}\, 1,34 \text{ unités électromagnétiques.}$$

Si l'on passe aux valeurs efficaces, on obtient

$$Q_3 = 10,44\, J_3 \neq (-1,34\, J_1)$$

Q_3 est représenté en grandeur et en phase dans la figure 6.

La force électromotrice :

$$-\frac{dN_{3t}}{dt} = -\frac{d}{dt}(lQ_{3t})$$

consiste encore en deux composantes E_{31} et E_{33} perpendiculaires à J_1 ou J_3 (voir fig. 6). L'allure dans le temps de E_{31} est donnée par la formule :

$$E_{31t} = -\frac{d}{dt}\left[1,34\, J_1^m\, 98.500 \sin \omega t\right]$$
$$= -1,34\, J_1^m\, 98.500\, \omega.\ \cos \omega t \text{ C.G.S.}$$
$$J_1^m = 14.7\sqrt{2} \text{ C.G.S.}$$
$$\omega = 2\pi n = 314$$
$$E_{31t} = -1,34 \,.\, 14,7\sqrt{2} \,.\, 98.500 \,.\, 314 \cos \omega t\ 10^{-8} \text{ volts}$$
$$= -6,1\sqrt{2} \cos \omega t \text{ volts}$$

La valeur efficace de E_{31} est donc

$$E_{31} = 6,1 \text{ volts}$$

La valeur efficace de E_{33} se calcule de la même manière. On a

$$E_{33t} = -\frac{d}{dt}\left[10,44\, J_3^m\, 98.500 \sin \omega t\right]$$
$$= -10,44\, J_3^m\, 98,500\, \omega \cos \omega t \text{ C.G.S.}$$
$$J_3^m = 15,2\sqrt{2} \text{ C.G.S.}$$
$$\omega = 314$$
$$E_{33t} = -10,44 \,.\, 15,2 \,.\, \sqrt{2} \,.\, 98.500 \,.\, 314 \,.\, \cos \omega t\ 10^{-8} \text{ volts}$$
$$= -48,7\sqrt{2} \cos \omega t \text{ volts}$$

La valeur efficace est

$$E_{33} = 48,7 \text{ volts}$$

La chute de tension ohmique dans le conducteur 3 est

$$\Omega_3 = 15,2 \text{ amp.} \times 0,328 \text{ ohm} = 49,8 \text{ volts}$$

Sur la figure 7 sont portées les tensions E_{31},

E_{33} et Ω_3 d'après la formule 2. Le vecteur *om* représente la force électromotrice $-\frac{dN_3}{dt}$, le vecteur *op* la chute de tension dans le conducteur 3; *pm*, différence géométrique de *om* et *op*, est la différence de potentiel au voltmètre. L'angle $onm = 120°$.

Un calcul simple donne :

$$pm = 68{,}2 \text{ volts}$$

$$\cos (opm) = \cos \varphi = 0{,}653$$

$$\frac{E_v \cos \varphi}{J_3} = w = 0{,}293 \text{ ohm}$$

Les valeurs mesurées sont

$$pm = 67{,}5 \text{ volts}$$

$$\cos \varphi = 0{,}657$$

$$w = 0{,}292 \text{ ohm}.$$

Il est inutile de refaire ici le calcul pour le conducteur 2. Le calcul exact donne pour la différence de potentiel au voltmètre, le facteur de puissance et la « constance à courant alternatif » la valeur :

71,5 volts , 0,718 , 0,3165

Les valeurs mesurées sont

71,9 volts , 0,704 . 0,320

La concordance est donc encore tres satisfaisante.

La concordance complète entre la grandeur mesurée et la grandeur calculée prouve que dans le fil de mesure ou de tension il existe en fait de tension induite de valeur telle que le résultat est sensiblement faussé.

III

Dans le dispositif avec 3 conducteurs à courants triphasés situés dans un même plan, dispositif généralement adopté dans les installations de traction, il se produit toujours dans la ligne des tensions induites tout à fait indépendantes de l'écartement entre un conducteur et ses voisins et même lorsque cet écartement est considérable, par exemple supérieur à 8 m.

Considérons le cas simple où tous les conducteurs de courant 10, 20, 30 et le fil de tension *ss* sont situés dans le même plan (fig. 8). Soit *r* le rayon du fil; en outre supposons que *d* soit très grand par rapport à ρ. Le flux magnétique entre les conducteurs 30 et 33 par unité

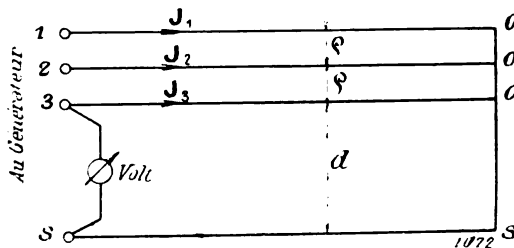


Fig. 8.

de longueur d'écartement (cm) est d'après nos remarques précédentes :

$$Q_{3t} = J_{3t}\left(2 \log \text{nat} \frac{d}{r} + 0{,}5\right) + J_{2t}\, 2 \log \text{nat} \left(\frac{d+\rho}{\rho}\right)$$
$$+ J_{1t} \log \text{nat} \frac{d+2\rho}{2\rho} \text{ unités électromagnét.}$$

Comme *d* est très grand vis-à-vis de ρ, on peut remplacer simplement $d+\rho$ et $d+2\rho$ par *d* et l'on obtient :

$$Q_{3t} = J_{3t}\left(2 \log \text{nat} \frac{d}{r} + 0{,}5\right) + J_{2t}\, 2 \log \text{nat} \frac{d}{\rho}$$
$$+ J_{1t}\, 2 \log \text{nat} \frac{d}{2\rho} - J_{1t}\, 2 \log \text{nat}\, 2$$

Comme

$$J_{1t} + J_{2t} + J_{3t} = 0$$

il vient

$$Q_{3t} = J_{3t}\left(2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right) - J_{1t}\, 2 \log \text{nat}\, 2.$$

De la même manière on trouve :

$$Q_{2t} = J_{2t}\left(2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right)$$

$$Q_{1t} = J_{1t}\left(2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right) - J_{3t}\, 2 \log \text{nat}\, 2$$

Les vecteurs de flux Q_1 Q_2 Q_3 sont inégaux et inégalement décalés par rapport aux courants respectifs (fig. 9).

Quelque grand que puisse être $\frac{d}{\rho}$, on arrivera toujours en mesurant la tension et la puissance d'après le montage de la figure 2 à des résultats paradoxaux.

Par conséquent le montage de l'instrument de mesure comme l'indique la figure 2 est inadmissible.

Si l'on veut déterminer la résistance à courant alternatif des conducteurs, on peut opérer de deux façons :

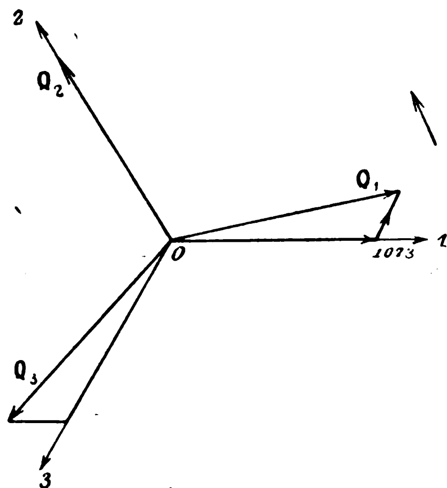


Fig. 9.

1° On court-circuite à leur extrémité les conducteurs et l'on détermine, au moyen de la méthode ordinaire des deux wattmètres la con-

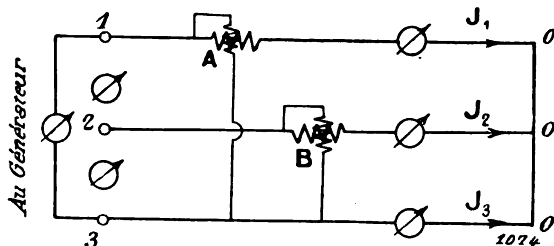


Fig. 10.

sommation totale P des conducteurs (fig. 10). Soit w la résistance à courant alternatif d'un conducteur, J_1, J_2, J_3 les courants efficaces, on a

$$w\,(J_1^2 + J_2^2 + J_3^2) = P$$

$$w = \frac{P}{J_1^2 + J_2^2 + J_3^2}$$

en supposant égales les résistances de tous les conducteurs, hypothèse très voisine de la réalité. On peut mesurer en même temps les tensions de court-circuit entre 1 et 2, 2 et 3, 1 et 3. La consommation du courant dans chaque conducteur est

$$wJ_1^2,\ wJ_2^2,\ wJ_3^2$$

On place le fil de tension s aussi près que possible du conducteur à étudier (par exemple conducteur 3) et on le roule en hélice autour de ce dernier. Ce fil de mesure peut en même temps être employé comme fil de tension du wattmètre et comme fil de voltmètre ; les deux instruments doivent alors être montés en série (fig. 11). D'après le montage de la figure 12, le wattmètre w indique la puissance transformée en chaleur dans le conducteur 3.

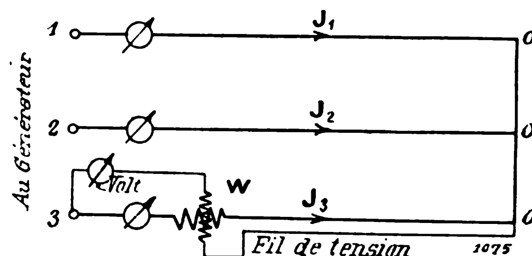


Fig. 11.

Considérons le circuit 3o3 formé par le conducteur 3, le fil de mesure et la bobine de tension du wattmètre w_1, et le voltmètre, et désignons la résistance du conducteur 3 par w_3, celle du fil de mesure et de l'instrument par w_s. Soient J_{3t} et J_{st} les courants instantanés correspondants. Comme le flux traversant ce circuit est nul, la loi générale de Kirchhoff donne

$$J_{3t}\,w_3 + J_{st}\,w_s = 0$$

$$J_{st} = -\frac{J_{3t}\,w_3}{w_s} \qquad (7)$$

La puissance lue au wattmètre est :

$$p = C\,\frac{1}{T}\int_0^T J_{st}\,J_{3t}\,dt$$

où T représente la durée d'une période et C une constante. Si nous introduisons dans cette expression $J_{st} = -\frac{J_{3t}\,w_3}{w_s}$, il vient :

$$P = -C\frac{1}{T}\int_0^T \frac{J_{3t}\,w_3}{w_s}\,J_{3t}\,dt = -C_1\,\frac{1}{T}\int_0^T J_{3t}^2\,w_3\,dt = -C_1\,\frac{w_3}{T}\int_0^T J_{3t}^2\,dt$$

C_1 représentant une autre constante, et J_3 le courant dans le conducteur 3. La dernière égalité prouve que dans le montage de la figure 12

le wattmètre mesure en fait la puissance dans le conducteur 3.

De l'équation 7 nous tirons :

$$w_3 = -\frac{J_{21} w_2}{J_{31}} = -\frac{J_2 w_2}{J_3} \qquad (8)$$

Le numérateur de cette fraction, est la différence de potentiel aux bornes du voltmètre (ou des deux instruments montés en série); le dénominateur est le courant efficace dans le conduc-

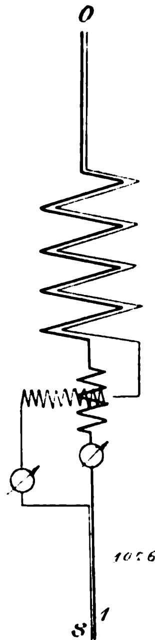


Fig. 12.

teur 3. La formule (8) donne la résistance à courant alternatif d'un conducteur. Bien entendu il faudrait, pour obtenir la résistance à courant alternatif d'un autre conducteur (par exemple du conducteur 1 ou 2) employer un autre fil de mesure.

Les mesures faites avec le montage de la figure 11 permettent donc d'obtenir la valeur de la résistance à courant alternatif du conducteur. Cette dernière est déduite des lectures du voltmètre d'après la formule $w_1 = \frac{E_1}{i_1}$ etc. Les indications du voltmètre E_1 (ou E_2 et E_3) ne doivent en aucune façon être désignées comme « tension entre 1 et 0 » (ou 2 et 0, etc.), et l'on n'a pas $E_1 \neq E_2 = E_{12}$ = différence de potentiel entre 1 et 2 ou tension de court-circuit. On a

$$E_{12} = E_1 \neq E_2 \neq \left(-\frac{dN}{dt}\right)$$

où N désigne le flux traversant le circuit 1021 et $\frac{dN}{dt}$ la vitesse de variation de ce flux.

IV

Dans les 3 premières parties de ce travail nous avons complètement traité un cas de l'influence des instruments dans les mesures d'installations; nous avons indiqué des méthodes exactes pour la mesure de la résistance à courant alternatif des conducteurs aériens et donné la valeur des pertes dans ces derniers.

En dehors de la connaissance nécessaire des pertes, la connaissance de la chute de tension est d'une grande importance pour l'ingénieur. Par chute de tension il faut entendre la différence géométrique (fig. 13) de la tension entre 1 2 et

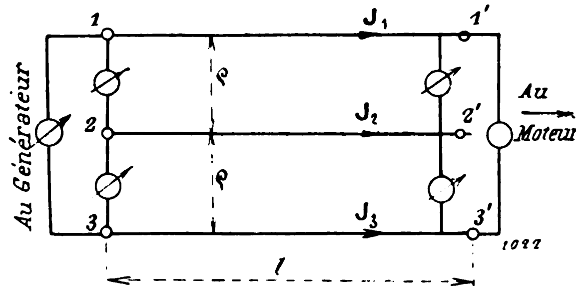


Fig. 13.

1′ 2′ (ou 2 3, et 2′ 3′ etc). Ces tensions doivent être déduites des indications du voltmètre : 1 2 3 sont les bornes du générateur, 1′ 2′ 3′ des points arbitraires du réseau, par exemple les bornes d'un moteur.

Dans ce qui suit nous allons donner, pour les cas pratiques les plus importants, des formules commodes permettant de prévoir la chute de tension, et nous terminerons en indiquant comment cette chute de tension peut être mesurée avec exactitude dans les installations déjà faites.

V

Conducteurs parallèles à courant alternatif. — Soient : w la résistance à courant alternatif d'un conducteur en ohms, l la longueur de ce

conducteur (voir figure 14) en kilomètres, f la fréquence, ρ l'écartement des axes des conducteurs en centimètres, r le rayon du conducteur

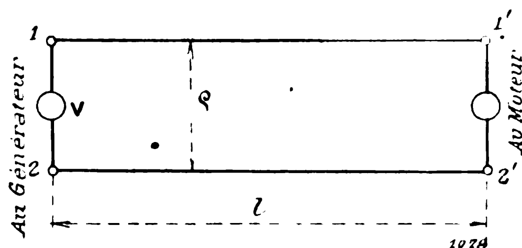


Fig. 14.

en centimètres, J le courant en ampères. La chute de tension ΔV se calcule de la façon suivante :

ΔV résulte de deux composantes : la chute ohmique de tension ΔV_0 et la chute inductive de tension ΔV_i (voir figure 15)

$$\Delta V_0 = 2wJ \text{ volts}$$

$$\Delta V_i = 2\pi f 2J \left(2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} \pm 0,5\right) l\ 10^{-4} \text{ volts}$$

$$\Delta V_i = 2\pi f J l M \text{ volts}$$

$M = 2\left(2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0,5\right) 10^{-4}$ Henry sera nommé coefficient de self-induction des conduc-

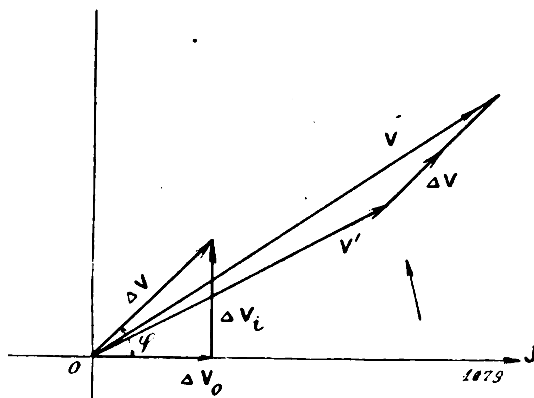


Fig. 15.

teurs par kilomètre de ligne (c'est-à-dire pour 2 km réels de conducteurs).

On mesure la chute de tension de la façon suivante (fig. 16). En 1′ et 2′ on court-circuite les conducteurs et on règle la machine de façon que la différence de potentiel aux bornes assure au courant sa valeur normale. Le voltmètre placé en 1 2 donne directement la chute de tension (que nous appellerons tension de court-circuit). Par des mesures au wattmètre et à l'ampèremètre on détermine comme d'habitude la consommation des inducteurs, sa résistance à courant alter-

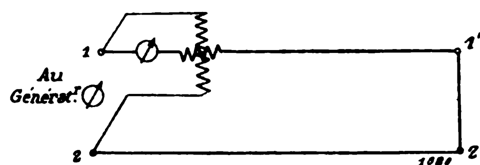


Fig. 16.

natif et le décalage φ de la chute de tension sur le courant. Si la puissance en watts est P_1 la tension en volts $\Delta V = E$, le courant en ampères J, on a

$$\cos \varphi = \frac{P}{JE}$$

La résistance à courant alternatif d'un conducteur est :

$$w = \frac{E \cos \varphi}{2J} = \frac{P}{2J^2} \text{ ohms}$$

La chute de tension ohmique est :

$$\Delta V_0 = 2wJ = \frac{P}{J} = E \cos \varphi \text{ volts.}$$

La chute de tension inductive est :

$$\Delta V_i = \sqrt{E^2 - (\Delta V_0)^2} = E \sin \varphi \text{ volts}$$

Le coefficient de self-induction par kilomètre de ligne est :

$$M = \frac{E \sin \varphi}{J l\ 2\pi f} \text{ Henry} \qquad (10)$$

Ces formules élémentaires sont bien connues.

VI

Conducteurs parallèles d'installation de traction à courants triphasés ; les conducteurs de phase dans un plan, le conducteur neutre constitué par un conducteur aérien, ou par la terre, ou négligé. (Connexion en étoile ou en triangle).

Pour obtenir des formules tout à fait générales, nous supposerons les courants inégaux et décalés d'une façon quelconque les uns par rapport aux autres.

Dans cette disposition des conducteurs, les

courants diffèrent toujours réellement les uns des autres. Mais leur différence diminue lorsque la tension croît. En outre nous supposerons que les décalages des courants par rapport aux tensions 1′ 2′ 3′ sont connus.

La chute de tension ΔV est, comme on l'a fait remarquer, la différence géométrique de la tension V entre 1 2 et de la tension V′ entre 1′ 2′ (ou 1 3 et 1′ 3′, etc.) (fig. 13). Les trois chutes de tension ΔV_{12} (entre 1 2 et 1′ 2′) ΔV_{12} et ΔV_{23} ne sont pas égales.

ΔV_{12} résulte de 3 composantes :

1° La chute ohmique de tension dans le conducteur 1

$$\Delta V_{12}^{(1)} = -J_1 w \text{ volts}$$

(w est la résistance à courant alternatif d'un conducteur en ohms).

2° La chute ohmique de tension dans le conducteur 2.

$$\Delta V_{12}^{(2)} = J_2 w \text{ volt}$$

3° La chute inductive de tension.

$$\Delta V_{12}^{i}$$

Cette dernière résulte également de 3 composantes perpendiculaires aux courants et décalés en arrière de ces derniers ; ces composantes sont :

$$\left.\begin{aligned} \Delta V_1^i &= 2\pi f J_1 l \left[2 \log\text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] 10^{-4} \text{ volts} \\ \Delta V_2^i &= 2\pi f J_2 l \left[2 \log\text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] 10^{-4} \\ \Delta V_3^i &= 2\pi f J_3 l \left[2 \log\text{nat } 2\right] 10^{-4} \text{ volts} \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

La chute de tension totale ΔV_{12} est la somme géométrique des 5 composantes (fig. 17). Si l'on connaît la différence de potentiel V_{12}' entre 1′ 2′ (tension composé), on obtient V_{12} en additionnant géométriquement V'_{12} et ΔV_{12}.

D'après ce qui précède, on peut vérifier facilement l'exactitude des formules 10 et 11. Considérons le circuit 11′ 22′ formé par les conducteurs 11′ et 22′ et les deux voltmètres (fig. 13). D'après (1) on a, en comptant comme positives la différence de potentiel aux voltmètres lorsque les courants dans ces appareils ont la direction 2 — 1 ou 2′ — 1′ :

$$V_{12t} + J_{1t} w - V'_{12t} - J_{2t} w = -\frac{dN_t}{dt}$$

ou

$$V_{12t} - V'_{12t} = \Delta V_{12t} = -J_{1t} w + J_{2t} w - \frac{dN_t}{dt}$$

Toutes les grandeurs sont exprimées en unités électromagnétiques. N_t est le nombre de lignes de force traversant le circuit 11′ 22′ d'après les formules 3 et 4 on a :

$$N_t = J_{1t}\left[2 \log\text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] l - J_{2t}\left[2 \log\text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] l - J_{3t}\left[2 \log\text{nat} \frac{2\rho}{r}\right] l \quad (12)$$

ou

$$\begin{aligned} N_t = {} & J_1\sqrt{2} \sin(2\pi f t)\left[2 \log\text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] l \\ & - J_2\sqrt{2} \sin(2\pi f t)\left[2 \log\text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] l \\ & - J_3\sqrt{2} \sin(2\pi f t)\left[2 \log\text{nat } 2\right] l \text{ C.G.S.} \end{aligned}$$

Ici J_1 J_2 J_3 représentent les valeurs efficaces des courants.

$$\begin{aligned} -\frac{dN_t}{dt} = {} & - J_1\sqrt{2}\, 2\pi f \cos(2\pi f t)\left[2 \log\text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] l \\ & + J_2\sqrt{2}\, 2\pi f \cos(2\pi f t)\left[2 \log\text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] l \\ & + J_3\sqrt{2}\, 2\pi f \cos 2\pi f t \left[2 \log\text{nat } 2\right] l \end{aligned}$$

Si l'on passe des valeurs instantanées aux valeurs efficaces et des unités absolues aux unités techniques, on obtient, en observant que le vecteur général — A cos $(2\pi f t)$ est décalé de 90° en arrière du vecteur A sin $(2\pi f t)$:

$$\left.\begin{aligned} -\frac{dN}{dt} = {} & 2\pi f J_1\left[2 \log\text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] l\, 10^{-4} \neq \\ & \left[-2\pi f J_2\left[2 \log\text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] l\, 10^{-4}\right] \\ & \neq \left[-2\pi f t J_3 \left[2 \log\text{nat } 2\right] l\, 10^{-4}\right] \text{ volt} \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Dans cette formule, l est exprimé en kilomètres. Les différents termes de la somme géométrique (13) sont décalés de 90° en arrière des courants respectifs.

Si l'on se reporte maintenant à l'équation (12) on obtient les 5 composantes de ΔV_{12} portées sur la figure 17.

On trouve de la même manière la chute de tension ΔV_{23} et ΔV_{13}. La chute de tension ΔV_{23} résulte des 3 composantes suivantes :

La chute ohmique de tension dans le conducteur 2

$$\Delta V_{23}^{(2)} = - J_2 w$$

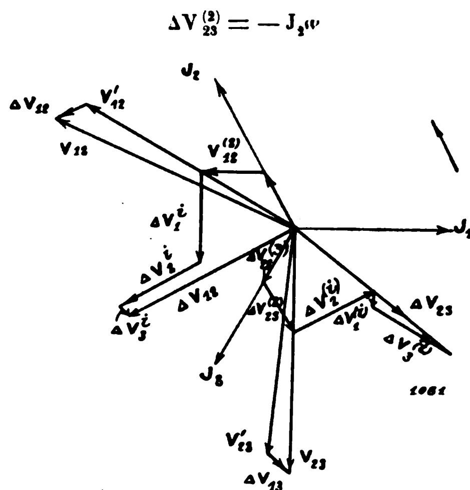


Fig. 17.

La chute ohmique de tension dans le conducteur 3

$$\Delta V_{23}^{(3)} = J_3 w$$

La chute inductive de tension

$$\Delta V_{23}^{i}$$

Cette dernière provient de 3 composantes décalées de 90° en arrière des courants. Ces composantes sont :

$$\Delta V_1^i = 2\pi f J_1 l \,[2 \log \text{nat}\ 2]\ 10^{-4} \text{ volts}$$

$$\Delta V_2^i = 2\pi f J_2 l \left[2 \log \text{nat}\ \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] 10^{-4} \text{ volts}$$

$$\Delta V_3^i = 2\pi f J_3 l \left[2 \log \text{nat}\ \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] 10^{-4} \text{ volts}$$

La figure 17 donne la construction par laquelle on obtient V_{23} connaissant V_{23}' et ΔV_{23}.

Enfin la chute de tension ΔV_{13} (fig. 18) est produite par 3 composantes.

La chute ohmique dans le conducteur 1

$$\Delta V_{13}^{(1)} = - J_1 w$$

La chute ohmique dans le conducteur 3

$$\Delta V_{13}^{(3)} = J_3 w$$

La chute inductive

$$\Delta V_{13}^{i}$$

qui résulte de 3 composantes décalées de 90° en arrière sur la constante :

$$\Delta V_1^i = 2\pi f J_1 l \left[2 \log \text{nat}\ \frac{2\rho}{r} + 0{,}5\right] 10^{-4} \text{ volts}$$

$$\Delta V_3^i = 2\pi f J_3 l \left[2 \log \text{nat}\ \frac{2\rho}{r} + 0{,}5\right] 10^{-4} \text{ volts}$$

$$\Delta V_2^i = 0 \qquad (15)$$

Pour rendre familier l'emploi des formules

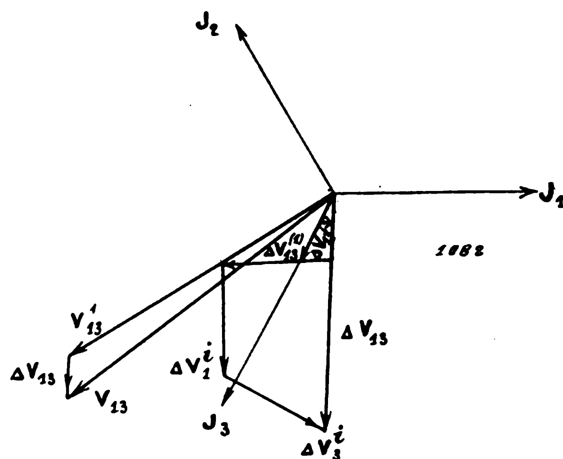


Fig. 18.

indiquées, nous allons développer un exemple numérique.

Soient (fig. 13) :

$$J_1 = J_2 = J_3 = 50 \text{ amp.}$$
$$l = 20 \text{ kilomètres}$$
$$\rho = 50 \text{ cm}$$
$$r = 0{,}5 \text{ cm}$$
$$w = \frac{20 \times 1\,000}{\pi\, 5^2 . 60} = 4{,}25 \text{ ohms}$$
$$f = 50\ \frac{1}{\text{sec}}.$$

Calculons d'abord la chute de tension ΔV_{12}. On a

$$\Delta V_{12}^{(1)} = - J_1 w = - 212{,}5 \text{ volts}$$
$$\Delta V_{12}^{(2)} = J_2 w = 212{,}5 \text{ volts}$$
$$\Delta V_1^i = 2\pi f J_1 l \left[2 \log \text{nat}\ \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] 10^{-4} \text{ volts}$$
$$= 314.50.20.\ [2 \log \text{nat}\ 100 + 0{,}5] 10^{-4} \text{ volts}$$
$$= 304 \text{ volts}$$
$$\Delta V_2^i = - 304 \text{ volts}$$
$$\Delta V_3^i = - 2\pi f J_3 l\, [2 \log \text{nat}\ 2] 10^{-4}$$
$$= - 314.50.20\ [2 \log \text{nat}\ 2] 10^{-4} \text{ volts}$$
$$= - 43{,}4 \text{ volts}$$

Si, avec les valeurs trouvées, on trace le diagramme de la figure 17, on trouve $\Delta V_{12} = 620$ volts.

Cette chute de tension est décalée de 280° en avance sur le courant J_1. La chute de tension est décalée de 58° en avance sur la différence de potentiel aux bornes d'utilisation. Si l'on additionne géométriquement V_{12}' et ΔV_{12} on trouve

$$V_{12} = 10\,400 \text{ volts}$$
$$\widehat{J_1 V_{12}} = 153°20'.$$

Calculons maintenant la chute de tension ΔV_{23}. On a

$$\Delta V_{23}^{(2)} = - J_2 w = - 212{,}5 \text{ volts}$$
$$\Delta V_{23}^{(3)} = + J_3 w = 212{,}5 \text{ volts}$$
$$\Delta V_1^i = 43{,}4 \text{ volts}$$
$$\Delta V_2^i = 304 \text{ volts}$$
$$\Delta V_3^i = 304 \text{ volts}$$
$$\Delta V_3^i = - 304 \text{ volts}$$

Ces 5 composantes rassemblées dans le diagramme de la figure 17 donnent pour ΔV_{23} la valeur :

$$\Delta V_{23} = 668 \text{ volts}$$

Cette chute de tension est en avance de 202° 30' sur le courant J_2 et de 52° 30' sur la différence de potentiel aux bornes d'utilisation. Si l'on additionne géométriquement V_{23}' et ΔV_{23} on trouve

$$V_{23} = 10\,480 \text{ volts}$$
$$\widehat{J_2 V_{23}} = 153°{,}30'$$

Finalement nous obtenons pour la chute de tension ΔV_{13} :

$$\Delta V_{13}^{(1)} = - J_1 w = - 212{,}5 \text{ volts}$$
$$\Delta V_{13}^{(3)} = J_3 w = 212{,}5 \text{ volts}$$
$$\Delta V_1^i = 304 \text{ volts}$$
$$\Delta V_3^i = - 304 \text{ volts}$$

La construction de la figure 18 donne :

$$\Delta V_{13} = 642 \text{ volts}$$

Cette chute de tension est en avance de 25° sur le courant J_3 et de 55° sur la différence de potentiel aux bornes d'utilisation. En additionnant géométriquement V_{13}' et ΔV_{13} on trouve :

$$V_{13} = 10\,370 \text{ volts}$$
$$\widehat{J_3 V_{13}} = 27°{,}40'$$

Comme nous le voyons, la chute de tension

ΔV_{12} ΔV_{13} $\Delta V_{23}'$ sont inégales.

$$\frac{\Delta V_{23} - \Delta V_{12}}{\Delta V_{23}} = \frac{668 - 620}{668} = 0{,}072 \quad (7{,}2 \text{ p. } 100)$$

En pratique on calcule fréquemment de la façon suivante, la chute de tension de lignes de traction à courants triphasés : pour déterminer par exemple ΔV_{12} on calcule *la chute de tension dans le conducteur* 1 et la *chute de tension dans le conducteur* 2 et on les additionne géométriquement. Sous le nom de *chute de tension dans le conducteur* 1 on entend la somme géométrique de la chute ohmique de tension wJ_1 et de la chute inductive de tension par conducteur, dont la valeur est donnée par la formule (9) :

$$V^i = 2\pi f J_1 l \left[2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5 \right] 10^{-4} \text{ volts}$$

Ce mode de calcul ne donne des valeurs exactes que pour la chute de tension entre les deux conducteurs extérieurs. Si l'on calcule de cette manière ΔV_{12}, on néglige le terme

$$\Delta V_3^i = - 2\pi f J_3 l \,[2 \log \text{nat } 2] 10^{-4} \text{ volts :}$$

la même remarque s'applique au calcul de ΔV_{13}.

L'erreur commise est faible, mais cette méthode conduit à la notion de *chute de tension dans un conducteur* qui n'a aucune signification physique. La *chute de tension dans un conducteur* ne peut être déterminée par aucune sorte de mesure.

Pour déterminer la chute de tension dans des installations, il faut recourir à l'essai en court-circuit. On boucle ensemble les conducteurs au point d'utilisation 1' 2' 3' (fig. 10), on mesure à la machine la tension entre chacun des deux conducteurs et on obtient ainsi directement les chutes de tension ΔV_{12}, ΔV_{13}, ΔV_{23}. On détermine ensuite le décalage entre la chute de tension et le courant.

Si P_{23} est la puissance lue au wattmètre B (fig. 10) J_2 le courant dans le conducteur 2, ΔV_{23} la chute de tension entre les conducteurs 2 et 3 (tension de court-circuit entre 2 et 3) on obtient d'après les formules du paragraphe V

$$\cos \varphi = \frac{P_{23}}{J_2 \, \Delta V_{23}}$$

φ étant le décalage entre J_2 et ΔV_{23}. On obtient de la même manière le décalage entre J_3 et et ΔV_{23}, etc.

De ce qui précède résulte clairement qu'il est impossible de parler d'un coefficient de self-induction pour les lignes à courants triphasés.

La chute inductive de tension ne peut pas être mise sous la forme :

$$\Delta V^{\text{volt}} = 2\pi f J^{\text{amp.}} l^{\text{km}} M^{\text{Henry}}$$

VII

Il est plus facile de trouver la chute de tension dans les canalisations faites d'après le dispositif le plus fréquent que représente la figure 19. Les conducteurs sont placés aux sommets d'un triangle équilatéral. Le conducteur neutre est un conducteur aérien, ou bien est constitué par la terre, ou bien n'est pas pris en considération. S'il y a un conducteur neutre (la terre peut en tenir lieu), on peut, outre la chute de tension entre deux conducteurs (chute de tension étoilée) que nous avons désignée par ΔV_{12} ΔV_{13}... etc., chercher la chute de tension entre un conducteur et le conducteur neutre (tension étoilée). Nous désignerons cette chute de tension par ΔV_1, ΔV_2, ΔV_3.

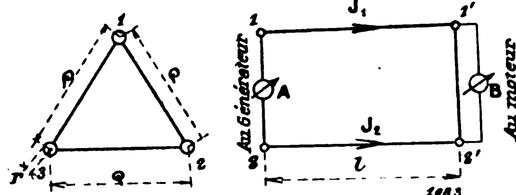


Fig. 19.

Calculons ΔV_{12} et, pour cela, considérons le circuit $1\,1'\,2\,2'$ formé des deux conducteurs 1 et 2 et des voltmètres A et B à la machine et au point d'utilisation.

Appelons comme précédemment :

w la résistance à courant alternatif d'un conducteur ;

J_{1t} J_{2t} J_{3t} la valeur instantanée des courants ;

w_A et w_B les résistances des voltmètres ;

J_{At} et J_{Bt} les courants instantanés les voltmètres ;

Toutes ces grandeurs sont exprimées en unités électromagnétiques.

Le sens positif des courants est indiqué par des flèches dans la figure 19. L'équation fondamentale (1) donne, lorsqu'on parcourt le circuit dans le sens de rotation des aiguilles d'une montre :

$$J_{At} w_A + J_{1t} w - J_{Bt} w_B - J_{2t} w = -\frac{dN_t}{dt}$$

$J_{At} w_A$ est égal à V_{12t}, et $J_{Bt} w_t$ à V'_{12t}

On a donc :

$$V_{12t} + J_{1t} w - V'_{12t} - J_{2t} w = -\frac{dN_t}{dt}$$

$$\Delta V_{12t} = V_{12t} - V'_{12t} = -J_{1t} w + J_{2t} w - \frac{dN_t}{dt}$$

Les équations (3) et (4) donnent, dans le cas précédent

$$N_t = l J_{1t}\left[2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0,5\right] - l J_{2t}\left[2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0,5\right]$$

Le terme du courant 3 disparaît

$$l J_{3t}\left[2 \log \text{nat} \frac{\rho}{\rho}\right] = 0$$

En passant des valeurs instantanées aux valeurs efficaces, et en introduisant en même temps les unités techniques de mesure, on trouve les résultats suivants :

La chute de tension ΔV_{12} résulte de 3 composantes :

La chute ohmique de tension dans le conducteur 1"

$$\Delta V_{12}^{(1)} = -J_1 w \text{ volts}$$

La chute ohmique de tension dans le conducteur 2"

$$\Delta V_{12}^{(2)} = J_2 w \text{ volts}$$

La chute inductive de tension $\Delta V i$ résultant elle-même de 2 composantes décalées de 90° en arrière des courants respectifs.

$$\Delta V_i^{(1)} = 2\pi f l^{\text{km}} J_1 \left[2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0,5\right] 10^{-4} \text{ volts}$$

$$\Delta V_i^{(1)} = 2\pi f l^{\text{km}} J_2 \left[2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0,5\right] 10^{-4} \text{ volts}$$

Les composantes de ΔV_{12} sont rassemblées dans le diagramme de la figure 20. Si la différence de potentiel aux bornes d'utilisation V'_{12} est connue en grandeur et en phase, on trouve

$$V_{12} = V'_{12} \neq \Delta V_{12}$$

ou bien, si V_{12} est connue

$$V'_{12} = V_{12} \neq (-\Delta V_{12}).$$

On détermine de même ΔV_{13} et ΔV_{23}. Si en particulier les courants sont égaux, le calcul est très simplifié. On a

$$\Delta V_{12} = \Delta V_{13} = \Delta V_{23}$$

En supposant la charge absolument symétrique, le décalage des courants les uns par rapport aux autres est 120° et 240°.

On peut alors composer $\Delta V_{12}^{(2)}$ et $\Delta V_{12}^{(1)}$ d'une part, $\Delta V_i^{(1)}$ et $\Delta V_i^{(2)}$ d'autre part (fig. 20) et obtenir ΔV_{12} comme résultante de deux composants rectangulaires de la chute ohmique de tension

$$\Delta V_{12}^0 = wJ\sqrt{3} \text{ volts} \qquad (16)$$

de la chute inductive de tension.

$$\Delta V_1^i = 2\pi f l^{(k)} J\sqrt{3}\left[2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] 10^{-4} \text{ volts}$$

ΔV_{12}^0 est décalé de 150° en avance sur J_1.
ΔV_{12}^i est décalé de 90° en avance sur ΔV_{12}^0.
ΔV_{12}^0 a la direction de la tension composée V'_{12} au point d'utilisation dans le cas d'une charge non inductive.

Si l'on compare les formules (16) et les équations (9), on voit que l'on peut calculer la chute de tension ΔV_{12} ainsi que ΔV_{13} et ΔV_{23}) comme pour des conducteurs à courant alternatif simple si l'on suppose le courant égal à $\frac{J\sqrt{3}}{2}$. On doit se représenter la chute de tension ainsi obtenue comme calée à 150° en avance.

Un exemple permettra de saisir plus complètement les indications précédentes :

Supposons que l'on ait, comme dans l'exemple précédent :

$$J_1 = J_2 = J_3 = 50 \text{ amp.}$$
$$l = 20 \text{ km}$$
$$\rho = 50 \text{ cm}$$
$$r = 0{,}5 \text{ cm}$$
$$w = \frac{20.1\,000}{\pi.5^2.60} = 4{,}25 \text{ ohms} \qquad f = 50 \frac{1}{\text{seconde}},$$

Faisons nos calculs comme si nous avions à faire à des conducteurs parallèles à courant alternatif parcourus par le courant $\frac{J\sqrt{3}}{2} = 43{,}25$ ampères. D'après les formules 16 on a pour la chute ohmique de tension ΔV_{12}^0

$$\Delta V_{12}^0 = 2w \frac{J\sqrt{3}}{2} = 2.4{,}25.43{,}25 = 368 \text{ volts}$$

et pour la chute inductive de tension ΔV_{12}^i

$$\Delta V_{12}^i = 2\pi f 2 \frac{J\sqrt{3}}{2}\left[2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] l\, 10^{-4} \text{ volts} = 525{,}8 \text{ volts}$$

La chute de tension totale ΔV_{12} (fig. 20) est

$$\Delta V_{12} = \sqrt{(\Delta V_{12}^0)^2 + (\Delta V_{12}^i)^2} = 642 \text{ volts} = \Delta V_{13} = \Delta V_{23}$$

$$\varphi = \text{arc cos} \frac{\Delta V_{12}^0}{\Delta V_{12}} = \text{arcs cos } 0{,}57321 = 550$$

La chute de tension ΔV_{12} est décalée de 150° + 55° = 205° en avance sur J_1. Le même décalage existe entre ΔV_{23} et J_2.

Si l'on compare ces résultats avec ceux du premier exemple, on voit que, dans les mêmes

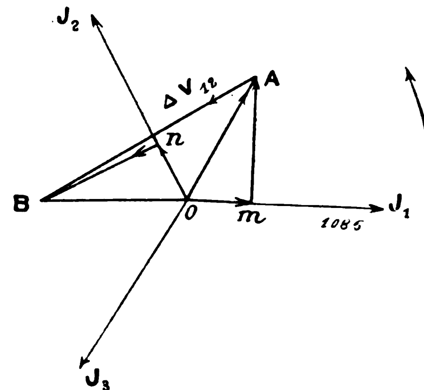


Fig. 20.

conditions, la chute de tension, lorsque les conducteurs sont placés aux sommets d'un triangle équilatéral est égale en grandeur et en phase à celle qui existe entre les conducteurs extérieurs lorsque les trois fils sont dans un même plan (fig. 13).

ΔV_{12} est la chute de tension composée : comme la tension composée peut être déduite de la tension étoilée, il est facile de calculer d'abord la chute de tension étoilée et de passer ensuite à la chute de tension composée. En pratique on opère très souvent de cette manière ; par exemple pour obtenir ΔV_{12} on calcule d'abord la chute de tension entre le conducteur 1 (ou 2) et le conducteur neutre OA (ou OB) (fig. 2) et l'on en déduit

la chute de tension cherchée :

$$AB = OB \neq (-OA)$$

La chute de tension OA résulte de deux composantes :

La chute ohmique de tension $J_1 w$ volts

La chute inductive de tension

$$2\pi f J_1 \left[2 \log \text{nat} \frac{\rho}{r} + 0{,}5\right] l^{km}\ 10^{-4} \text{ volts}$$

La chute de tension OA est alors calculée comme pour une ligne simple à courant alternatif mais n'est rapportée qu'à un conducteur. Lorsque les conducteurs sont placés aux sommets d'un triangle équilatéral, cette méthode donne des valeurs exactes pour la chute de tension.

$$\Delta V_{12} - \Delta V_{23} = \Delta V_{13}$$

Il faut toutefois bien remarquer que la « chute de tension composée » introduite ici (désignée par OA ou OB dans la figure 21) n'est aucunement identique à la chute de tension entre le conducteur 1 (ou 2) et le conducteur neutre que nous avons désignée par ΔV_1 (ou ΔV_2).

Pour calculer ΔV_1 il faudrait appliquer l'équation fondamentale (1) au circuit 1 100 (fig. 19). On obtiendrait ainsi en général pour ΔV_1 ΔV_2 ΔV_3 des valeurs différentes suivant la position du conducteur neutre vis-à-vis des conducteurs actifs. Dans deux cas seulement on trouverait pour $\Delta V_1 = \Delta V_2 = \Delta V_3$ des valeurs égales à la valeur introduite dans la figure 21 pour OA et OB.

1° Lorsque le conducteur neutre est très loin des conducteurs actifs.

2° Lorsqu'il est placé au centre de gravité du triangle aux sommets duquel sont placés les conducteurs.

Le premier cas se produit habituellement lorsque le conducteur neutre est à la terre, car, en règle générale, la distance entre les conducteurs et la terre est grande vis-à-vis de leur écartement.

VIII

Les formules que nous avons données pour le calcul de la chute de tension dans les conducteurs à courant alternatif et à courant triphasé montrent que la notion de « chute de tension par conducteur » n'a aucun sens physique et conduit facilement à des erreurs. La méthode sur laquelle repose nos formules s'appuie dans tous les cas sur l'emploi simple de l'équation fondamentale : $\Sigma i_i w = -\frac{dN_t}{dt}$, qui exprime la loi généralisée de Kirchhoff. Cette équation

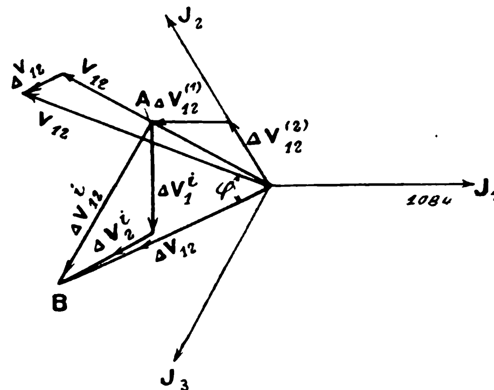


Fig. 21.

est appliquée au circuit fermé constitué par les deux conducteurs entre lesquels il faut déterminer la chute de tension, et les voltmètres qui mesurent les tensions aux points de production et d'utilisation du courant.

La même méthode peut être employée à la détermination de la chute de tension dans un nombre quelconque de conducteurs aériens.

Considérons en général un système de n conducteurs aériens parallèles (fig. 22) parcourus

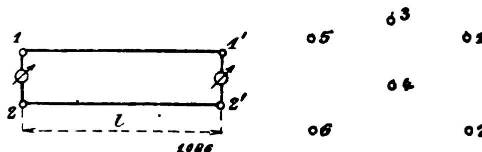


Fig. 22.

par des courants sinusoïdaux arbitraires. Si les tensions entre chaque groupe de 2 conducteurs V_{12}, V_{13}, V_{23}... en un point, et les courants J_1, J_2, J_3.... sont connus, on peut facilement calculer les tensions V'_{12}, V'_{13}, V'_{23}.... en chaque autre point du système. Pour trouver V'_{12}, appliquons l'équation fondamentale (17) au circuit 1'122' (fig. 22).

nous obtenons :

$$J_A w_{SA} + J_1 w_1 - J_B w_{SB} - J_2 w_2 = -\frac{dN_t}{dt}$$

Dans cette équation, J_{At} et J_{Bt} représentent comme précédemment les valeurs instantanées des courants des voltmètres, w_1 w_2 w_{SA} w_{SB} les résistances des conducteurs et voltmètres, et N_t le flux instantané traversant le circuit. Toutes ces grandeurs sont exprimées en unités électromagnétiques. Remarquons que

$$J_{At} w_{SA} = V_{12t}$$
$$J_{Bt} w_{SB} = V'_{12t} :$$

nous trouvons alors

$$\Delta V_{12t} = V_{12t} - V'_{12t} = - J_{1t} w_1 + J_{2t} w_2 - \frac{dN_t}{dt} \quad (18)$$

Pour N_t nous trouvons dans le cas précédent d'après les formules 3 et 4 l'expression suivante :

$$N_t = l \left[J_1 \left(2 \log \text{nat} \frac{r_{12}}{r} + 0,5 \right) - J_2 \left(2 \log \text{nat} \frac{r_{12}}{r} + 0,5 \right) + J_3 \left(2 \log \text{nat} \frac{r_{32}}{r_{32}} \right) + J_4 \left(2 \log \text{nat} \frac{r_{42}}{r_{41}} \right) + J_5 \left(2 \log \text{nat} \frac{r_{52}}{r_{51}} \right) + \ldots \right] \quad (19)$$

r_{pq} est la distance entre le conducteur p et q en centimètres.

Si l'on passe des valeurs instantanées aux valeurs efficaces, et si l'on passe en même temps aux unités techniques, on obtient par calcul graphique la chute de tension cherchée. Cette dernière résulte de $(n+2)$ composantes si le nombre de conducteurs est n.

En pratique, on introduit souvent, dans les calculs de ce genre, des coefficients de self-induction et d'induction mutuelle. On parle de « self-induction d'un conducteur » et d'« induction mutuelle de deux conducteurs ». Il faut, à ce propos, faire la remarque suivante :

Les coefficients de self-induction sont des grandeurs physiques propres à un circuit peu à peu fermé.

Dans un conducteur linéaire ouvert, il peut bien exister des tensions, c'est-à-dire que l'intégrale linéaire de l'intensité de champ électrique le long du conducteur peut avoir une valeur différente de 0 ; un tel conducteur peut bien être parcouru par du courant, mais il n'a ni self-induction, ni coefficient de self-induction. De même on ne peut pas parler d'induction mutuelle entre deux conducteurs ouverts.

La notion d'induction mutuelle et de self-induction pour les systèmes compliqués de conducteurs entraîne une grande confusion : il est rationnel, pour tous les calculs sur les phénomèmes d'induction en jeu dans les conducteurs aériens, de prendre pour point de départ l'équation fondamentale (17), et non pas des formules toutes faites. Les équations générales (17) (18) et (19) doivent être employées par exemple pour tous les calculs des effets d'induction dans les lignes télégraphiques ou téléphoniques.

E. B.

SOCIÉTÉS SAVANTES ET TECHNIQUES

INSTITUTION OF ELECTRICAL ENGINEERS

Le « City and South London Railway » : Résultats pratiques du système à 3 fils appliqué à la traction. *Journal of the Institution of Electrical Engineers*, avril 1904.

La ligne du chemin de fer métropolitain et du sud de Londres fut livrée à la circulation le 18 décembre 1890, entre les stations terminus de Stockwell et King William Street, avec un développement total de 3,5 milles. La station centrale de Stockwell contenait au début 3 machines compound verticales, commandant par courroies et poulies 3 générateurs Edison-Hopkinson donnant aux bornes 400 ampères sous 500 volts. Un quatrième groupe moteur-générateur fut ajouté bientôt après l'ouverture du trafic, et plus tard, un groupe Willans-Siemens à grande vitesse, qui fut le premier groupe à commande directe employé pour la traction dans le Royaume-Uni. La vapeur était engendrée par 8 chaudières Lancashire de 7 pieds 6 pouces de diamètre sur 28 pieds de longueur, avec chargeurs mécaniques Vicars et donnant 140 livres de pression. Six de ces

chaudières étaient en service, deux restant en réserve. Les pompes pour ascenseurs hydrauliques sont aussi actionnées par ces chaudières.

Lorsque, avec l'expérience acquise dans les neuf premières années, on songea à augmenter la puissance disponible pour étendre la ligne de Stockwell à King William Street jusqu'à Clapham Common et Moorgate Street, et plus tard jusqu'à Islington, on résolut de construire une nouvelle station génératrice et de convertir l'ancienne en ateliers de réparations. On augmenta aussi de 3 à 4 le nombre de voitures par train. De plus, la difficulté de transmission de la force hydraulique suggéra l'idée d'ascenseurs électriques. Les expériences sur ce sujet furent satisfaisantes et on décida d'employer les ascenseurs électriques sur les extensions.

Avec l'accroissement de longueur de la ligne, de la rapidité du service, du poids des trains, et en raison de la commande électrique des ascenseurs, il était clair que la simple distribution du courant continu à 2 fils à 500 volts ne répondait plus ni aux exigences économiques, ni aux règlements du « Board of Trade ». Tous les systèmes possibles furent examinés et il fut décidé qu'on adopterait le système courant continu à 3 fils, en prenant les rails comme 3ᵉ fil. Malgré les doutes élevés sur ce système, les résultats pratiques montrèrent que le choix avait été heureux.

La nouvelle station génératrice est édifiée à Stockwell, malheureusement éloigné d'une station de chemin de fer et du fleuve. Tout le charbon est donc transporté par tombereaux. Des dispositifs mécaniques ingénieux servent à séparer les différentes sortes de charbon, à le transporter, et à charger les foyers des chaudières. Dans la salle des machines sont installés, pour l'instant, 7 groupes à commande directe, dont la puissance aux bornes varie de 150 à 800 kilowatts. Il semble évident, qu'avec de grosses machines Corliss, on aurait pu avoir des groupes plus importants et, par conséquent, moins nombreux pour la même puissance — soit 3 groupes de 800 kilowatts donnant 1 000 volts aux bornes, avec 2 petits groupes égalisateurs de 500 volts. — Un moment de réflexion montre, qu'avec un générateur donnant 1 000 volts aux bornes, un court-circuit permanent sur l'un des côtés du système, pourrait élever la tension sur l'autre à 1 000 volts, et cela se produisant, même momentanément, aurait un effet fâcheux sur les lampes, les ascenseurs et les moteurs, sans parler du danger qui pourrait en résulter pour les hommes manœuvrant les interrupteurs sur ce côté du système. Pour cette raison surtout, il fut décidé qu'on adopterait 2 générateurs à 500 volts avec le point milieu aux rails de roulement (3ᵉ fil). De plus, cette méthode avec les réductions de sous-stations, offre tous les avantages de la distribution à courant continu à 2 000 volts, dans laquelle aucun commutateur n'a plus de 500 volts au maximum entre ses balais.

Les unités sont distribuées ainsi qu'il suit : deux machines Willans directement accouplées à des générateurs de 125 kilowatts, dont l'un est une machine bipolaire Siemens qui fonctionnait depuis six ans environ dans l'ancienne station génératrice. Ce groupe, ainsi qu'il est dit plus haut, fut le premier à commande directe et à grande vitesse employé pour la traction dans le Royaume-Uni. La marche excellente et les réparations insignifiantes de ce groupe amenèrent l'adoption des machines Willans dans la nouvelle station. La seconde petite machine Willans est couplée à un générateur de l' « Electric Construction Company », à quatre pôles et 125 kilowatts. Le groupe suivant est de 300 kilowatts : 2 machines Willans 3 R. sont couplées à des génératrices E.C.C. de 300 kilowatts.

Le groupe le plus important se compose de 2 génératrices E.C.C. de 800 kilowatts, directement accouplées à des machines Corliss. Le dernier installé se compose d'une machine Ferranti et d'un générateur E.C.C. de 400 kilowatts. L'expérience acquise pendant les premières années de fonctionnement des machines Willans et Corliss, a montré qu'il y avait une réelle économie de vapeur en faveur de ces dernières ; selon toute probabilité, une autre machine Corliss aurait été installée, sans le prix élevé du premier établissement d'un petit groupe, comparé à celui des grosses machines. La machine Ferranti, cependant, semble résumer les avantages des Corliss au point de vue de la commande des soupapes et de la consommation de la vapeur, bien que sa vitesse en élève le prix jusqu'à celui d'un groupe Willans directement couplé, l'encombrement étant à quelque chose près moindre que celui d'une Willans de même puissance.

Génératrices : A l'exception du générateur Siemens qui fut apporté de l'ancienne station, toutes les nouvelles machines sont multipolaires et construites par l'E.C.C. Les générateurs de 800 kilowatts couplés aux machines Corliss ont une armature de 10 pieds 8 pouces de diamètre, et leur poids (sans arbre) est de 28 tonnes. Les inducteurs sont divisés en quatre parties, pour en faciliter le maniement; ils ont 14 pôles et l'enroulement inducteur compound n'est disposé que de 2 en 2 pôles. Les machines sont calculées pour donner une tension de 500 volts aux barres omnibus du tableau, et ont un rendement commercial de 94 p. 100 à pleine charge normale.

Les génératrices de 300 kilowatts sont presque semblables aux précédentes ; les armatures ont 4 pieds, 2 pouces de diamètre. Il y a six pôles divisibles suivant le diamètre horizontal ; le rendement est de 93 p. 100 à pleine charge normale.

La génératrice de 125 kilowatts est semblable à celle de 300 kilowatts ; elle n'en diffère que par ses dimensions : 4 pôles, rendement commercial 92 p. 100 à pleine charge normale.

La génératrice de 400 kilowatts est construite suivant le même principe que celle de 300 kilowatts : l'armature a 4 pieds 2 pouces de diamètre ; 6 pôles divisibles par le diamètre vertical.

Chaque génératrice est capable de développer la pleine charge normale d'une façon continue avec une élévation de température ne dépassant pas 60° Farenheit. Avec une surcharge de 33 p. 100 pendant une heure l'élévation de température ne dépasse pas 70° Farenheit.

Dans le cas des groupes de 800, 400 et 300 kilowatts, l'armature est commandée directement par une courroie passant sur le volant, aussi bien que si elle était couplée à l'arbre principal.

Du système à trois fils. — Les deux conducteurs de service avec les rails comme 3e fil constituent le système à 3 fils pur et simple, les génératrices à 500 volts étant sur chaque côté du système. Pour alimenter la sous-station, un autre générateur à vapeur ou commandé par un moteur, ajoute 500 volts aux barres omnibus à haute tension qui alimentent les deux sous-stations à 1 000 volts au-dessus de la tension du rail. La tension est réduite à la sous-station par des transformateurs spéciaux dans lesquels la moitié seulement de l'énergie est transformée, en tenant compte de la chute de tension dans le câble.

Au début, la fixité de la lumière dans les voitures était loin de donner satisfaction, et cela était dû en grande partie à la mauvaise conduite des machines principales, et à la chute de potentiel dans les câbles et le petit conducteur de service. Dans la nouvelle installation, on donne une grande importance à la constance absolue du voltage dans le conducteur de service pour toutes les conditions de charge. On surveilla aussi attentivement la conduite des machines, qui devint excellente, ainsi qu'en témoignèrent les indications du voltmètre enregistreur du tableau.

Le premier point d'alimentation choisi fut Stockwell, où la chute de voltage entre le conducteur de service et le tableau est pratiquement nulle. Le point suivant est Kemington, à 1,31 mille de Stockwell. Relié à ce feeder, un double survolteur est destiné a compenser la perte du feeder, mais c'est une précaution qui n'est employée que dans le cas de trafic très chargé, ou lorsqu'on désire réduire la charge à la sous-station de London-Bridge.

Cette dernière sous-station, à 2,77 milles de Stockwell, constitue le 3e point d'alimentation, et la sous-station d'Argel, à 5,12 milles de Stockwell, est le quatrième. Le choix d'un point d'alimentation à l'extrémité de la ligne peut être critiqué ; mais ce point fut adopté en prévision d'une extension ultérieure.

Tableau. — Sur la gauche du tableau de distribution principal sont disposés les panneaux de génératrices, un par machine. Les barres omnibus courent sur toute la longueur du tableau. La barre du haut est connectée avec le fil du haut, celle du dessous avec le fil du bas et la barre moyenne avec les rails du roulement. Chaque générateur peut être connecté avec le haut ou le bas du système, mais les interrupteurs sont disposés de façon qu'il soit impossible de connecter une machine quelconque avec les deux côtés du système en même temps. Le panneau du « Board of Trade » qui contient un enregistreur de chute de courant dans le rail, un ampèremètre, et les voltmètres des barres omnibus, est placé entre les panneaux de génératrices et les panneaux de feeder. Chaque panneau de feeder porte les feeders supérieur et inférieur comme dans le

cas des génératrices. Le premier panneau de feeder, celui de Stockwell, contient pour chacun des deux fils un ampèremètre, un interrupteur automatique et un interrupteur à couteau auquel on a recours lorsque l'interrupteur automatique n'a pas complètement rompu le courant : il s'établit un court-circuit, et le courant est lancé dans une résistance qui le limite à la charge maxima pour laquelle le feeder est calculé. Cette méthode qui consiste à lancer le courant dans une résistance au lieu de couper le circuit, a beaucoup d'avantages. Cela sauve les contacts des interrupteurs, permet au gardien du tableau de voir si le court-circuit est fini avant de remettre en place l'interrupteur automatique, et maintient le courant sur le conducteur de service, ce qui fait que la plupart du temps la locomotive peut atteindre la station la plus proche sous une basse tension. L'éclairage des trains ne disparaît pas complètement, ce qui, au point de vue des voyageurs, est fort important. Tous les interrupteurs, à l'exception de ceux du feeder à haute tension, sont disposés de la même façon.

Le panneau de feeder de Kennington porte, en outre des appareils spécifiés, une résistance de démarrage pour le survolteur, et des interrupteurs permettant d'employer ou de supprimer le survolteur.

Le panneau suivant contient les appareils pour le côté moteur des groupes moteurs-générateurs destinés à alimenter les sous-stations. Le dernier panneau du tableau contient un interrupteur automatique sans résistance, qui sépare la haute et la basse tension dans le cas d'un court-circuit. Sur le même panneau, des interrupteurs sont disposés de façon que le côté moteur des groupes moteurs-générateurs puisse être alimenté des deux côtés du système, s'il est nécessaire. En temps ordinaire, il est usuel, pour le générateur alimentant les barres omnibus supérieures de haute tension, de prendre le courant pour son moteur aux barres omnibus inférieures de basse tension, et les moteurs des génératrices de basse tension prennent leur courant aux barres supérieures de baese tension.. Cette disposition est adoptée comme équilibrage, mais elle est quelquefois commode pour alimenter deux moteurs du même côté, s'il y avait une grosse génératrice travaillant sur un côté, et une petite sur l'autre.

En outre des moteurs-générateurs du service de haute tension, on peut employer soit un groupe de 125, soit un de 300 kilowatts qui peuvent être montés en parallèle. De cette façon, si la charge est trop grande pour les moteurs générateurs, le groupe à vapeur de 125 kilowatts peut s'employer en parallèle avec eux. Les appareils permettant ce montage sont disposés sur un panneau et le tout est protégé par des interrupteurs.

Câbles. — Conducteurs de service. — Connexions des rails. — A chaque station il y a un fusible et à Stockwell, London Bridge, Kennington et Argel, les feeders sont connectés au conducteur de service par un double fusible. Le conducteur de service lui-même est en acier de haute conductibilité. La section droite est de 4 pouces carrés, et son poids de 40 livres par yard. Il est divisé en barres de 30 pieds de long et raccordé par des plaques de cuivre qui servent aussi à la maintenir dans les isolateurs. Sur le prolongement d'Islington, les plaques de cuivre étaient serrées par des plaques d'acier sur un côté, car l'expérience montra que dans certains cas, les plaques de cuivre enlevaient au câble d'acier un peu de sa sécurité.

Sous chaque joint il y a un isolateur fixeur spécial à l'intérieur duquel sont fixées les plaques de cuivre qui maintiennent le conducteur en place. Les autres isolateurs sont simplement posés sur les traverses, et servent de supports seulement pour le conducteur de service.

Les rails de roulement sont reliés par deux connexions flexibles de 0,165 pouce carré, fixées sur le patin du rail. Les rails parallèles sont également reliés entre eux et au tunnel à intervalles égaux.

Pour passer d'une section à l'autre, un interrupteur en bois de 30 pieds de long est intercalé dans le conducteur de service. Cette longueur est choisie de façon que deux locomotives couplées ensemble ne fassent pas un court-circuit de 1 000 volts. Les locomotives passent sur les interrupteurs en vertu de leur vitesse acquise et comme les sabots de prise de courant ont 13,9 pieds, il reste une longueur de 16.3 pieds. On a constaté que cet interrupteur causait une importante extinction de lumière du train ; la difficulté fut surmontée en vissant des plaques métalliques sur chaque côté de la pièce de bois et en les reliant au conducteur par un fusible ; il

ne reste plus qu'une longueur de 16 pieds à l'interrupteur actuel. Les wattmen coupent le courant lorsqu'ils approchent de l'interrupteur; mais si cette précaution est négligée, un arc jaillit entre le rail et le sabot de la locomotive, et le plomb fond avant qu'aucun accident se soit produit. Pour les ascenseurs électriques, l'éclairage des stations et les signaux, il y a un feeder spécial de lumière qui court le long du tunnel.

Sous-stations. — Ainsi que nous l'avons dit, il y a deux sous-stations : London-Bridge et Angel-Islington. Elles sont au-dessous du sol de la gare. On y remarque que chaque machine a un enroulement de champ en série auxiliaire en série avec le feeder. Cela permet à la machine de compenser les pertes variables du feeder et d'alimenter le conducteur de service au même voltage que les barres omnibus de la station génératrice.

London-Bridge : Chaque machine est en mesure de fournir au conducteur de service 300 ampères sous 500 volts d'une façon continue, la vitesse étant de 600 tours environ paa minute, et la surcharge de 400 ampères.

Dans les conditions ordinaires de pleine charge normale, le courant dans l'armature et le voltage sont les suivants :

Génératrice entre le conducteur de service et les rails :

500 volts 130 ampères

Moteur entre le feeder à haute tension et le conducteur de service :

430 volts 170 ampères

c'es-à-dire qu'on a prévu une compensation pour une chute sur la ligne de 70 volts à 170 ampères.

La batterie contient 556 éléments 49 H. B. 11 type Tudor, donnant 490 ampères-heures à 70 ampères et en 7 heures. Elle peut supporter une décharge de 500 ampères pendant un temps très court.

Les survolteurs employés sont du type ordinaire E. C. C., non réversibles. Le moteur de chaque booster est shunt et travaille sous une force électromotrice allant de 480 à 510 volts. Le générateur donne 150 ampères sous 200 volts. Ces machines tournent à 600 tours par minute et ont un rendement commercial de 85 p. 100 à pleine charge. La batterie est ordinairement chargée pendant la période de légère charge ou autre instant commode pour la station génératrice. Elle est pratiquement tenue en réserve pour fournir le courant au conducteur de service, mais sert aussi à alimenter les câbles de lumière et des ascenseurs, de même qu'elle fournit l'éclairage de nuit, quand les génératrices sont arrêtées.

Ascenseurs électriques. — Les ascenseurs des prolongements nord et sud sont électriques, et sont, avec l'ascenseur transformé de Kennington, au nombre de vingt-six.

Sur les embranchements de Clapham et Moorgate, le moteur et les appareils sont situés sous la cage, et sur la ligne d'Islington, au-dessus. Ce dernier dispositif est beaucoup plus pratique.

Le mécanisme se compose d'un moteur compound à 4 pôles. Sur le prolongement de l'arbre est tracée une vis sans fin engrenant avec une roue à jante en bronze phosphoreux, emmanchée à froid et clavetée. L'arbre porte le tambour du câble. Huit fils d'acier sont maintenus en contact par un tambour tendeur tournant tout près du tambour principal. Les câbles en s'enroulant autour de ces deux tambours forment un S, qui produit une excellente adhésion, mais l'ensemble est plus ou moins criticable au point de vue du renouvellement des câbles.

Des dispositifs de sûreté sont prévus comme pour les ascenseurs hydrauliques (cames d'arrêts sur les guides).

Afin de parer aux inconvénients de démarrage brusque et d'arrêt incertain des ascenseurs, un dispositif spécial permet d'atténuer ces à-coups. En quelques mots, le mécanisme consiste en trois interrupteurs commandés par des solénoïdes. L'un ferme le circuit moteur à la montée, le second à la descente, le troisième coupe une résistance de démarrage dans l'armature.

L. Munch.

La flexion de carcasses de machines électriques. Niethammer, *Zeitschrift für Elektrochemie*, 19 juin.

Une des parties les plus importantes dans les calculs mécaniques des très grandes machines à courant continu ou à courants triphasés est la détermination de la flexion de l'arbre et de celle de la carcasse ; un coup d'œil sur l'état actuel de la question offre donc quelque intérêt.

Le calcul de la flexion f_w de l'arbre ne présente pas de difficulté particulière. Si $l = l_1 + l_2$ représente la distance des coussinets et si l'on suppose toute la charge G rapportée aux distances l_1 et l_2 des milieux des coussinets, on a, pour un arbre cylindrique de diamètre d (α étant le coefficient d'allongement)

$$f_w = 7 \frac{\alpha}{d^4} G \frac{l_1^2 l_2^2}{l} \qquad (1)$$

et, pour un arbre dont la coupe longitudinale est approximativement une parabole

$$f_w = 12 \frac{\alpha}{d^4} G \frac{l_1^2 l_2^2}{l} . \qquad (2)$$

La flexion est un peu plus faible en fait parce que la charge n'est pas concentrée mais reportée sur le moyeu. En pratique on admet pour f_w une valeur comprise entre 0,02 et 0,1 fois l'entrefer simple.

La détermination de la flexion f_g de la carcasse offre beaucoup plus de difficulté car il s'agit d'une poutre courbe. Jusqu'à présent il existe deux travaux sur ce sujet : celui de Linsemann et celui de Schenk.

Les résultats obtenus par ces deux auteurs sont en contradiction ; nous les reproduisons dans le tableau suivant pour les deux cas où :

1° La moitié supérieure est libre, ce qui correspond pratiquement à un assemblage non rigide entre les parties supérieure et inférieure.

2° Les moitiés supérieure et inférieure sont rigidement assemblées (fondues ensemble ou fortement boulonnées).

En outre nous avons comparé ces résultats avec ceux trouvés pour une poutre droite avec même écartement des points d'appuis. Nous n'indiquons que la flèche verticale et avons négligé l'extension horizontale. Soient G_f le poids total de la carcasse, c'est-à-dire pour le courant continu, la culasse avec tous les pôles et les enroulements et pour les courants triphasés, tout le fer actif et les enroulements, G_2 l'attraction magnétique d'un côté, F la section portante de la carcasse, $2r$ le diamètre du centre de gravité de la carcasse portante et Θ le moment d'inertie de la section portante de la carcasse. De plus nous posons :

$$\gamma = \frac{G_1 + 2G_2}{Fr2\pi} \qquad (3)$$

et

$$C = \frac{\gamma r^4 F\alpha}{\Theta} \qquad (4)$$

α coefficient d'allongement pour la carcasse ou la culasse. On trouve pour la flexion verticale f_g les valeurs du tableau suivant :

LINSEMANN	SCHENK	POUTRE DROITE
Cas 1 librement chargée. $f_g = 0{,}062$ C	0,0135 C	0,33 C
Cas 2 liaison rigide $f_g = 0{,}023$ C	0,0062 C	0,066 C

Si l'on écrit la valeur de f_g sous la forme :

$$f_g = c_1 \frac{G_f + 2G_2}{2\pi\Theta} r^3 \alpha \qquad (5)$$

c_1 est compris d'après le tableau précédent entre 0,0062 et 0,023 pour une carcasse non séparée horizontalement en deux parties.

Pour une carcasse séparée horizontalement en deux, on peut prendre la valeur moyenne entre les cas 1 et 2, c'est-à-dire e, entre 0,01 et 0,042. Tant que l'on n'a pas déterminé plus exactement par des essais le coefficient c_1, on peut prendre les valeurs suivantes pour avoir toute sécurité.

$c_1 = 0{,}02$ pour les carcasses non divisées.
$c_1 = 0{,}04$ pour les carcasses divisées.

Les valeurs de Schenk ne sont que le $\frac{1}{4}$ de ces valeurs.

B. L.

Le Gérant : CH. COINTE.

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

ACCUMULATEURS JUNGNER-EDISON

Depuis les découvertes mémorables de Gaston Planté et de Camille Faure relatives à l'accumulateur au plomb, de nombreuses tentatives ont été faites pour substituer au plomb un autre métal, à l'acide sulfurique un autre électrolyte. Néanmoins le résultat de toutes ces tentatives a été à peu près nul et aujourd'hui encore, c'est l'accumulateur au plomb qui, malgré ses graves défauts, est employé dans les stations fixes et même dans les voitures électriques.

Il y a quelques années, on vit apparaître, dans les journaux techniques, l'annonce d'un accumulateur à électrolyte alcalin sous les noms d'Edison et du Suédois Jungner. Ce dernier, bien avant Edison s'était occupé avec acharnement de l'accumulateur à électrolyte inaltérable et en avait le premier indiqué le principe.

Mais la réclame change étrangement les faits! Tandis que tout le monde parle de l'accumulateur Edison, l'accumulateur Jungner bien antérieur à celui d'Edison qui n'en est qu'une copie, est à peu près ignoré.

Jungner avait commencé ses recherches en 1892; les travaux d'Edison datent seulement de 1899 et de 1900, de sorte qu'Edison était parfaitement à même de profiter des travaux antérieurs de Jungner. Il l'a fait sans aucun doute; on en trouve aisément la preuve en comparant les brevets français des deux inventeurs.

Brevets français.

JUNGNER			EDISON		
N°	Déposé	Délivré	N°	Déposé	Délivré
252 491	16 décembre 1895	30 mars 1896	305 563	20 novembre 1900	20 février 1901
268 448	5 juillet 1897	5 novembre 1897	307 864	5 février 1901	11 mai 1901
288 713	10 mai 1899	22 août 1899	311 020	21 mai 1901	31 août 1901
298 750	30 mars 1900	16 juillet 1900	314 805	8 octobre 1901	14 janvier 1902
314 427	25 septembre 1901	30 décembre 1901	328 291	6 janvier 1903	25 avril 1903

D'ailleurs, le « Patentanct » allemand et d'autres bureaux de brevets ont nettement reconnu à Jungner la priorité de l'indication du principe de l'accumulateur à électrolyte inaltérable avec toutes les combinaisons possibles, c'est-à-dire que l'invention de la combinaison nickel-fer est de Jungner et non d'Edison. Il est vrai que la même invention n'avait été déposée par Edison que cinq jours plus tard. Mais en ce qui concerne la préparation de la matière active au moyen d'un support conducteur, du graphite en paillettes, la différence de temps est sensiblement plus grande : Ce procédé est minutieusement décrit dans le brevet français de Jungner n° 255491 du 16 décembre 1895 et Edison le fait breveter en s'en attribuant la paternité, dans plusieurs pays, six ans plus tard !

La première invention de Jungner date de 1893 et a trait à une modification de l'élément au zinc de Lalande, modification qui ne fut d'ailleurs pas plus heureuse que l'invention de Lalande; mais ce qui rend intéressante cette tentative de Jungner c'est qu'elle marque sa première étape dans l'étude des couples réversibles et qu'on y trouve déjà la mention du graphite pour augmenter la conductibilité de la matière active. Les plaques négatives contenaient du fer très pur ou un mélange de limaille de fer et d'oxyde de cuivre. La présence de ce dernier avait pour but la facilité de la réduction du fer. Les positives étaient des électrodes au nickel, à l'argent, au cuivre ou au manganèse. L'électrolyte était une solution de potasse caustique.

En 1895, Jungner trouvá que le cadmium pouvait fort bien servir de négative et comprit de plus en plus l'immense avantage que l'accumulateur à électrolyte inaltérable aurait sur l'accumulateur au plomb, dans lequel les réactions sont liées forcément à une certaine consommation d'acide sulfurique, par conséquent à une certaine variation de concentration de l'électrolyte.

En 1896, Jungner fit breveter en Suède, en Allemagne, en France et dans d'autres pays encore, une construction d'électrode qui cherchait à assurer le bon contact de la matière active, en l'entourant de parois métalliques perforées. En 1898, il fit les premiers essais de l'accumulateur nickel-fer et il fit breveter cette invention en 1899.

Vint ensuite l'accumulateur argent-cadmium dont les essais furent faits sur une assez grande échelle : 148,5 km avec une seule charge et cela sous le contrôle officiel de l'Institut électrotechnique de Stockolm. Ce record qui, à cette époque, attirait à juste titre l'attention du monde technique, a été obtenu le 26 novembre 1900 avec une électromobile de la « American Bicycle C° Waverley Factory Indianopolis ». La batterie était composée de 88 éléments ; le poids de la voiture complète (batterie comprise) était de 818 kilos (fig. 2).

Pour répondre a une objection de l'Office impérial des brevets, Jungner prit l'opinion du Dr *Schoop* et de *Svante Arrhénius*, le célèbre créateur de la théorie de la dissociation électrolytique, professeur à l'Académie de Stockolm. Dans leur rapport, daté du 17 juillet 1899, l'accumulateur Jungner à base d'argent est présenté comme particulièrement intéressant au point de vue scientifique. On y trouve que la combinaison « peroxyde d'argent, lessive de potasse, cuivre » n'a encore été décrite nulle part et qu'elle rend possible l'application de l'emmagasinement de l'électricité. Comme, en outre, de l'avis de ces experts, *on arrive facilement à 40 watts-heure par kilogramme du poids total de l'accumulateur* et comme avec aucun autre accumulateur on n'a jamais pu jusqu'ici atteindre une telle capacité, ce seul fait suffirait à montrer l'intérêt général présenté par l'accumulateur Jungner.

La Société alors créée pour l'exploitation du nouvel accumulateur (Accumulator Aktien

Bolaget Jungner) dut cependant cesser sa fabrication ; il n'avait qu'un grave défaut : un prix de revient trop élevé, car l'argent n'a jamais été bon marché.

Une découverte de première importance fut celle de la matière active au nickel obtenue par voie purement électrolytique, c'est-à-dire par un moyen analogue à la formation Planté. Par le même procédé, Jungner put travailler des plaques d'un métal quelconque, comme le cuivre, le fer, etc.... Il prit également des brevets pour cette invention, dans tous les pays industriels.

Comme le montre la figure 1, la surface de l'électrode rappelant un peu la surface d'une lime ou de la mousse est effectivement très grande et sans aucun doute ce procédé aura une importance analogue à celle du procédé Planté pur pour les électrodes positives au plomb.

J'ai donné l'historique de l'accumulateur Jungner, d'une façon plus détaillée dans le

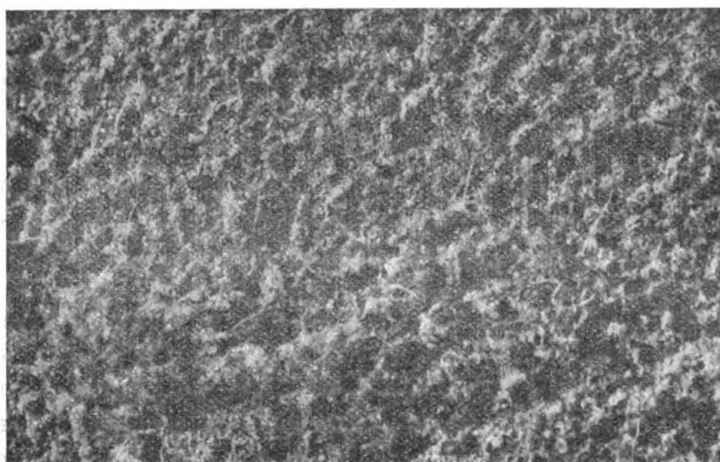


Fig. 1.

« Centralblatt f. AKK. Berlin du 15 juin 1904 (¹) et il ne me reste qu'à dire quelques mots sur l'accumulateur tel qu'il est réalisé actuellement à l'usine de Norrköping-Kneippbaden.

Lorsque les « Kölner Akkumulatoren Werke G. Hagen à Kalk, près de Cologne » me demandèrent l'année dernière de leur faire un rapport sur l'accumulateur Jungner, je me rendis en Suède où je trouvais, il est vrai, un accumulateur merveilleusement étudié au point de vue chimique mais qui avait encore certains défauts évidents au point de vue technique et au point de vue électrique ; la répartition du courant dans les électrodes, par exemple, était sûrement défectueuse.

C'est que les préoccupations du Dr Jungner sont celles d'un savant chimiste, non celles d'un électricien technique. Les éléments que j'avais alors sous la main avaient une capacité de 16 watts-heure par kilogramme de poids total aux régimes lents et de 14 watts-heure aux régimes forcés. Aujourd'hui, grâce à la coopération de la maison G. Hagen qui a acheté les brevets allemands, Jungner obtient 28 watts-heure pour l'accumulateur Nickel-fer et 45 à 50 watts-heure pour l'accumulateur argent-fer.

En ce qui concerne la construction, l'accumulateur Jungner diffère fort peu de l'accumu-

(¹) « Der Jungner'sche Nikel-Ersen. Accumulator und seine Entstehung ».

lateur Edison dont les briquettes unitaires sont plus petites. On sait que le principe des deux systèmes est absolument le même (fig. 3).

Au moyen d'un appareil de charge et de décharge automatique, nous avons déchargé, à Kalk, un élément nickel-fer, plus de cinq cents fois, sans obtenir de dépôts au fond du bac et sans constater de baisse sur la capacité initiale.

Admettons que les essais d'un accumulateur sur la table du laboratoire ne réalisent pas les conditions de la pratique, il n'en est pas moins certain que l'accumulateur Jungner souffre excessivement peu des mauvais traitements, des décharges exagérées, des charges forcées, des courts-circuits, des secousses, etc.... En outre, les intervalles de repos, n'ont aucune influence sur le bon fonctionnement de l'élément et n'altère en aucune façon la nature physique ou chimique de l'électrolyte et la capacité.

On reproche à l'accumulateur nickel-fer, son mauvais rendement, qui d'après les mesures du laboratoire Kalk est 55 à 58 p. 100 en watts-heure et 60 à 70 p. 100 en ampères-heure. Mais il ne me paraît pas juste de demander à ce nouvel accumulateur ce qu'on n'a pas demandé à l'accumulateur au plomb lorsqu'il était encore à ses débuts.

Pourquoi admettre que l'accumulateur Jungner n'est pas tout aussi perfectible que l'accumulateur au plomb?

Le prix de revient d'un accumulateur de n'importe quel système dépendra toujours de l'importance de la fabrication : plus grande est l'échelle de fabrication, plus le prix de revient est réduit. Ceci est vrai surtout pour l'accumulateur Jungner. Quant à la matière active, elle coûte plus cher dans la positive au nickel que dans la positive au plomb. En revanche la matière négative à base de fer peut être fabriquée à un prix bien plus bas que la matière négative au plomb. Le bac en tôle d'acier peut également être obtenu à un prix très bas. La solution de potasse (20 p. 100) servant d'électrolyte coûte environ trois fois plus cher que l'acide sulfurique dilué, mais il faut remarquer qu'on n'a besoin de très peu de liquide, puisque dans l'accumulateur alcalin, l'électrolyte ne participe pas à la génération du courant, mais sert uniquement d'intermédiaire pour le transport de l'hydroxyde d'une électrode à l'autre.

Donc, je puis maintenir à juste titre les conclusions de mon rapport adressé l'année dernière à G. Hagen : *une fabrique munie d'un outillage moderne réussira certainement à fabriquer l'accumulateur Jungner à un prix de revient peu différent de celui de l'accumulateur au plomb !* Il s'agit bien entendu de l'accumulateur transportable et non de l'accumulateur à poste fixe qui n'a pas besoin d'être modifié.

Pour finir, quelques mots sur la société *Accumulator Aktiebaloget Jungner* à Norrköping. Cette société ne s'occupe pas, à proprement parler, de la fabrication ; elle ne fait à son usine de Norrköping que des essais pratiques sur une plus ou moins grande échelle. Son rôle, en premier lieu, consiste à défendre la priorité de Jungner sur Edison, ce qui mange, bien entendu, un argent fou. Jusqu'ici la Société Jungner a eu plein droit dans ses revendications contre Edison, dans les divers pays.

En Allemagne, un rapport a été fait par le professeur *Dr von Knorre*, expert choisi par l'Office impérial des brevets à Berlin, rapport fort intéressant à tous les points de vue, (18 février 1902), qui en particulier répond à la question :

« Jusqu'à quel point la validité du brevet allemand n° 110210 du 31 mars 1899, brevet à peu près identique au brevet français de la même date, est-elle vraisemblable. »

De la façon suivante :

« Il n'y a aucun motif qui rende vraisemblable, qu'en cas de procédure en nullité, le brevet ne se maintienne dans son intégrité. D'après les documents que j'ai sous les yeux

et qui se rapportent à l'examen auquel le Patentant impérial allemand a soumis la demande du brevet français 110 210, je crois pouvoir dire que l'office des brevets se déclarerait pour le maintien en rigueur du brevet n° 110 210.

« Si pour battre en brèche le brevet Jungner, on vient objecter que les revendications

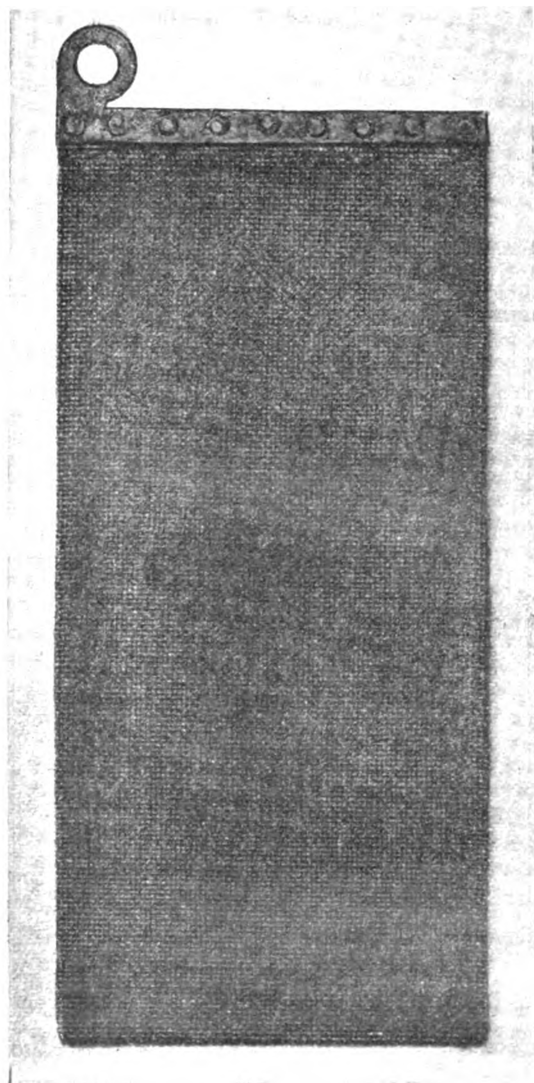


Fig. 2.

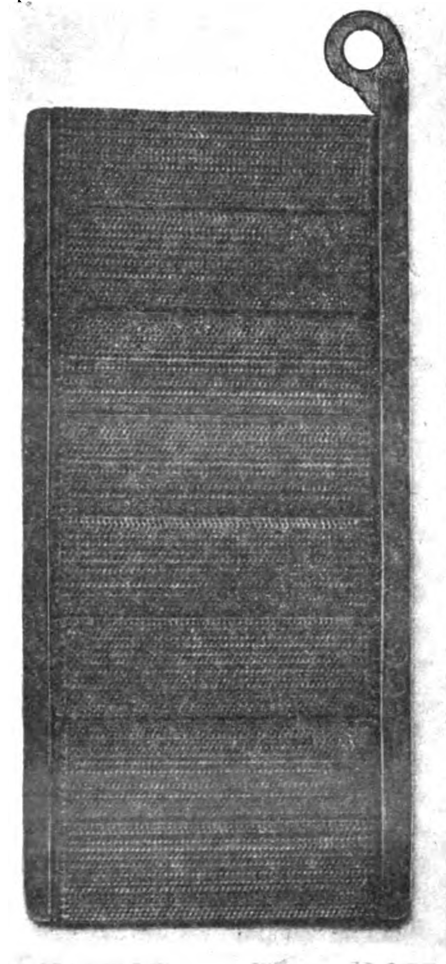


Fig. 3.

ne protègent qu'un principe général et que la description n'explique pas suffisamment quelles sont les combinaisons, qui spécialement, conviennent le mieux pour l'emploi technique, que, en outre, il eut été désirable que l'on indiquât, encore des données précises au sujet de la fabrication, la capacité, la durée, etc... des électrodes, la réponse est celle-ci : il n'importait pas autant à Jungner de faire protéger une combinaison unique, bien définie, que de protéger d'une manière générale les dispositions qui doivent être observées pour obtenir des accumulateurs à *electrolyte alcalin inaltérable*.

C'est à Jungner que revient le mérite d'avoir le premier expliqué clairement l'idée fondamentale de toutes ces constructions.

« Il s'ensuit que le brevet Jungner doit précisément protéger un principe général qui consiste à préconiser la construction, par l'application de dispositions bien définies, d'accumulateurs tels que l'électrolyte ne se modifie pas pendant son fonctionnement.

« Le brevet Faure n° 19026 de février 1881, qui comme on le sait eut une importance très étendue et très considérable relativement à la fabrication d'accumulateurs au plomb,

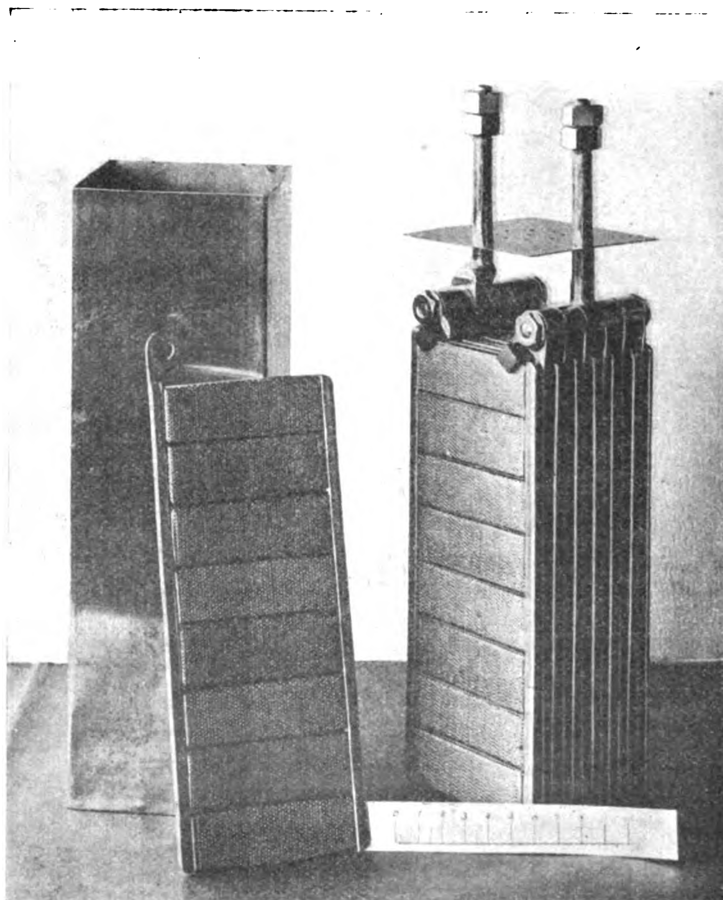


Fig. 4.

protégea à un certain point de vue le principe général de la fabrication rapide d'*accumulateurs au plomb à grande capacité*. Car, lors même que C. A. Faure donne des explications détaillées sur la fabrication et la formation des électrodes, ainsi que sur les cloisons poreuses de séparation qui doivent être employées et sur d'autres détails, personne, la chose est connue, n'a encore réussi à construire d'après les seules données de Faure, des *accumulateurs au plomb techniquement utilisables;* cela n'est devenu possible que plus tard, par l'emploi non prévu par Faure, de supports en plomb en forme de grillage, pour la masse active (brevet allemand n° 19928 du 9 décembre 1881 de Ernest Volkmar). Mais le principe d'après lequel il était possible de fabriquer en peu de temps des accumulateurs de grande capacité, était renfermé dans le brevet allemand; donc Faure était protégé et chaque fabricant qui voulait aller vite et partant, ne pas se servir du procédé Planté qui

demande beaucoup de temps, était obligé de respecter le brevet Faure, bien que les accumulateurs construits d'après ce procédé s'étaient par eux-mêmes révélés comme techniquement utilisables. A mon avis, il n'y a aucun motif de principe qui s'oppose à la délivrance d'un brevet qui vise un principe général, si l'on démontre seulement par un ou plusieurs exemples que ce principe paraît être en réalité, réalisable pratiquement ».

A la fin de son rapport, le professeur von Knorre, dit :

« ... D'après ce qui précède, je suis de l'avis que les brevets d'Edison entrent dans le

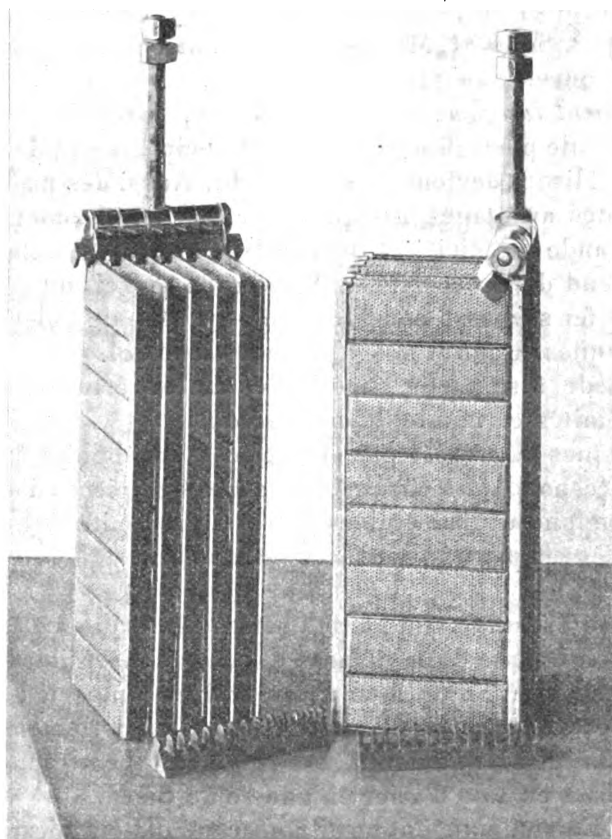


Fig. 5.

cadre du brevet Jungner et qu'*Edison ne pouvait se faire accorder la protection que pour le mode de fabrication et les détails de construction de ses électrodes.* »

Edison a aussi la prétention d'avoir indiqué le premier la réduction de Fe^2O^3 par l'hydrogène, du moins il prit en brevet dans presque tous les pays pour protéger son procédé. Eh bien, la description telle qu'elle est donnée par Edison est copiée scrupuleusement dans l'ouvrage suivant : Musspratt's theoretische und praktische analytische Chemie, Herausgeber Stohmann und Kerl, 4. Auflage 2, Bd page 1611, où l'on peut lire :

Propriétés. — L'oxydule noir est pyrophorique, mais perd cette propriété quand on le laisse en contact avec de l'hydrogène pendant douze heures.

Fer pur. — Fabrication par la réduction de l'oxyde par l'hydrogène : *Ferrum hydrogenio reductum.*

On part du chlorure de fer ou bien d'après Wöhler de l'oxyde de fer obtenu par calcination de sulfate de fer et de chlorure de sodium. On se sert d'un tube de verre peu fusible (Böhmisches Glas); on y fait passer de l'hydrogène préparé avec du zinc pur et de l'acide sulfurique très pur, puis lavé et séché. On chauffe le tube dans une grille à analyses, très prudemment et sans interruption en allant lentement d'un côté à l'autre, à une température de 400° C. environ.

On continue à chauffer jusqu'à cessation de formation de vapeur d'eau, visible à la sortie du tube. Quand l'opération est terminée, il ne faut pas interrompre le courant d'hydrogène. La poudre obtenue doit être versée dans un récipient hermétiquement clos, car en présence de l'air, la poudre de fer absorberait spontanément l'oxygène de l'air, en développant beaucoup de chaleur. Baud, 7, Seite 34, Musspratt recommande de conserver ce fer dans l'eau, il ne se modifie pas et conserve toutes ses propriétés.

Description de l'élément Jungner. — On est arrivé, après de longs essais, à fabriquer par pression et d'une seule pièce (fond compris) le récipient en tôle d'acier. L'emploi de la soudure au cadmium (Edison) devient donc superflu. Aussi dès maintenant l'accumulateur Jungner possède-t-il des avantages marqués sur son rival américain et en particulier l'avantage de la plus grande simplicité et du meilleur marché. Comme la capacité de l'accumulateur Jungner dépend de la capacité de l'électrode nickel ou autrement dit comme la capacité de l'électrode fer surpasse considérablement celle de l'électrode nickel, l'élément contient toujours n plaques au fer et $n+1$ plaques au nickel.

Chaque plaque possède à sa partie supérieure une ouverture traversée par un boulon taraudé aux deux extrémités et munie de deux écrous.

La distance des plaques est réglée par des pièces en ébonite à section rectangulaire, munies d'encoches correspondant à chaque électrode. Ces pièces d'ébonite sont au nombre de quatre, deux pour le fond du bac et deux autres à proximité des connexions. Les parties conductrices sont protégées par une couche de nickel très adhérente déposée par un procédé spécial.

L'électrolyte employé est une solution de potasse caustique à 20 p. 100 purifiée électrolytiquement. La pureté chimique de la potasse est de première importance.

A l'exception de la préparation de la matière active, toutes les opérations sont mécaniques : la préparation des briquettes de matière active, la perforation des alvéoles, la compression des alvéoles remplies, le boulonnage et la fabrication des connexions et ne l'oublions pas la fabrication des bacs en tôle d'acier en une seule pièce.

Les efforts que fait Edison pour entourer son accumulateur alcalin du nimbe de la nouveauté qu'il s'agisse du principe ou des plus infimes détails de fabrication, l'ont conduit fatalement à un conflit avec Jungner qui à juste titre revendique la priorité de l'invention.

Ce conflit a débuté aux États-Unis d'une façon peu délicate.

Éconduit par le directeur de l'Office des brevets il s'est adressé directement au président Roosevelt.

Les journaux américains se sont emparés de l'affaire d'Edison fort intéressante au point de vue de priorité en matière de brevet, d'autant plus qu'il s'agit d'un bouleversement de l'industrie des accumulateurs.

Nous lisons page cx dans *The Times* du 10 mai 1901 :

Un scandale qui semble devoir prendre une grande extension vient de prendre naissance à l'Office des brevets. Il s'agit de savoir si réellement, un expert a favorisé un certain inventeur, au détriment du véritable. On ne possède actuellement aucun fait certain. Le plaignant (Thomas A. Edison) s'est adressé d'abord au directeur de l'Office des brevets. Les pièces

sont maintenant dans les mains du commissaire suppléant E. B. Moore. Le président Roosevelt a ordonné l'audition de l'affaire, indépendamment du directeur de l'Office des brevets.

Evening Times, 15 juin 1904.— Le secrétaire de l'Intérieur a refusé d'agir, dans l'affaire intentée par Edison contre les experts, contre le directeur du Patent office.

Ce sont les résultats de l'enquête de l'assistant du procureur Campbell qui lui ont fait prendre cette décision. Edison se plaignait de l'incompétence, de la négligence et des malversations en ce qui concerne le brevet de *Dr Ernest Waldemar Jungner* pris en septembre de l'année dernière à propos d'un élément galvanique réversible. Edison prétendait que ce brevet était identique au sien et qu'on lui refusait l'occasion de le démontrer.

Dans son rapport le commissaire suppléant Moore fit remarquer que la réclamation n'était pas fondée et qu'aucune malversation consciente n'avait été commise.

Cependant il recommande de permuter quelques experts (ce qui n'a pas encore eu lieu).

M. U. Schoop.

Les experts n'auraient pas compris toute l'importance de certaines annotations.

De pareils racontars sur les malversations en matière de brevets, se produisent depuis que l'Office des brevets existe. Ils ont à tort ou à raison motivé des procès et des querelles de toute sorte. Cependant c'est la première fois qu'un inventeur universellement connu, porte pareille plainte si audacieusement malgré l'opinion bien arrêtée du directeur compétent. Edison travaille depuis plusieurs années à un accumulateur qui doit, dit-on, révolutionner l'industrie électrique et la traction. Il prétend avoir réduit le poids au tiers. Les recherches terminées, il déposa ses revendications à l'office des brevets. On dit que ses brevets auraient été communiqués à un autre inventeur. Lorsque Edison prit connaissance de cette indiscrétion, il adressa une réclamation au Patent office sans obtenir satisfaction. Il s'adressa alors directement au président qui nomma une commission qui fit son enquête il y a environ un mois. Les commissaires Melville Church et L. H. Dye, de New-York et A. S. Worthington, de Washington, se présentèrent devant le directeur suppléant Moore.

Des articles semblables ont paru dans d'autres journaux, notamment dans le *Evening Staar* du 15 juin 1904, *Scientific American* du 25 juin 1904.

M. U. S.

UNE PILE-ÉTALON POUR LABORATOIRES INDUSTRIELS

L'élément-étalon pratique le plus répandu dans les laboratoires industriels est bien certainement le couple Daniell aux deux sulfates de cuivre et de zinc. La raison de cette application tient à plusieurs causes : contrairement à l'étalon-type Latimer Clark qui définit le volt international, le couple Daniell peut débiter de faibles intensités de courants sans polarisation appréciable : il permet donc l'emploi d'appareils normaux de laboratoires industriels, et de méthodes simples, tandis que l'étalon-type Clark, et ses congénères, ne permettent que des méthodes de mesures où l'élément ne débite aucun courant : d'où la nécessité de posséder des appareils spéciaux, extrêmement sensibles, et d'appliquer des méthodes de mesures particulières, tout en apportant beaucoup de soins pour éviter de polariser, par une manœuvre maladroite, l'élément-étalon, car celui-ci met longtemps à reprendre son voltage initial (1).

(1) Voir, par exemple, *L'Éclairage Électrique*, t. XXXII, n° 33, 16 août 1902, p. 242 à p. 243.

En un mot, l'élément Latimer Clark est un étalon de laboratoires scientifiques ; l'élément Daniell un étalon de laboratoires industriels, d'autant mieux que la faiblesse de son coefficient thermique permet le plus souvent de négliger l'influence de la température.

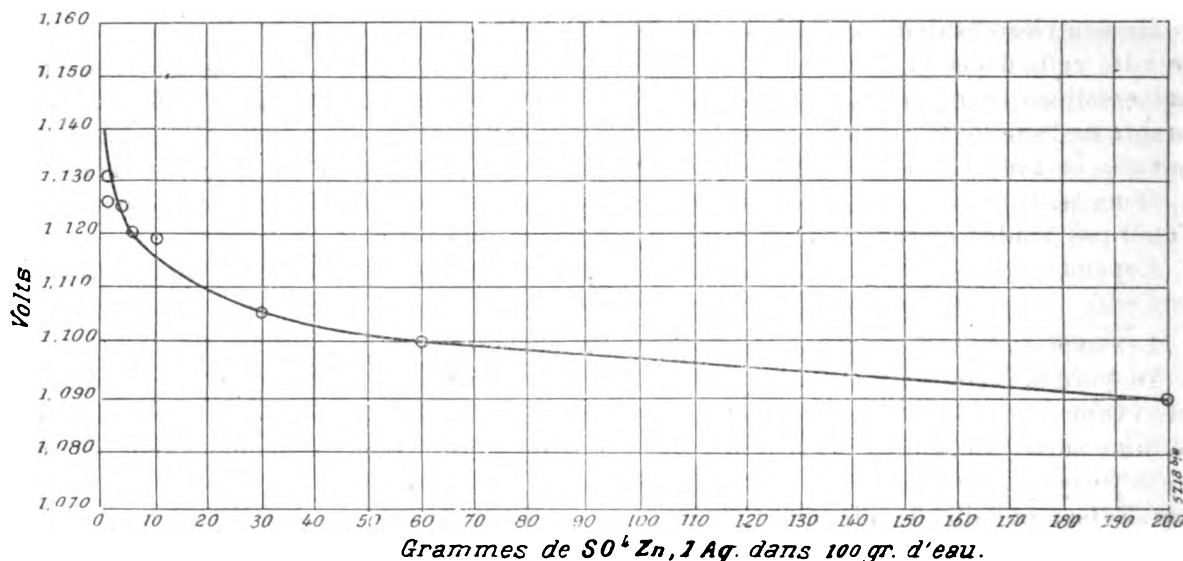


Fig. 1.

La théorie et l'expérience montrent que la force électromotrice de l'élément Daniell est fonction de la concentration des solutions (1). Voici, par exemple les résultats d'un travail expérimental de M. J. Chaudier.

Température : 15° C. Concentration maintenue constante en $SO^4Cu, 5H^2O$: saturation.

CONCENTRATION : $SO^4Zn, 7H^2O$ dans 100 gr d'eau.	FORCE ÉLECTROMOTRICE φ	COEFFICIENT THERMIQUE $\frac{d\varphi}{dT}$
grammes	volt	
0	1,0590	— 0,00240
1/12	1,1138	— 0,00015
1/6	1,1151	— 0,00013
1/2	1,1368	+ 0,00005
1	1,1331	+ 0,00005
2	1,1263	+ 0,00030
4	1,1249	+ 0,00030
6	1,1208	+ 0,00016
10	1,1188	— 0,00003
30	1,1054	— 0,00020
60	1,1003	»
200	1,0902	— 0,00026

La courbe précédente, d'allure logarithmique, donne cette variation de la force électromotrice en fonction de la concentration en sulfate de zinc, la solution de sulfate de cuivre étant maintenue saturée à 15° C.

(1) J. Chaudier : *C.-R.*, 1902, 1er semestre, t. CXXXIV, n° 5, et *L'Éclairage Électrique*, t. XXX, 1er mars 1902, p. 328. — Georges Rosset : *L'Éclairage Électrique*, t. XXXIV, n° 5, 31 janvier 1903, p. 156. — Ernst Cohen et J.-W. Commelin : *Zeitschrift für Elektrochemie*, 1903, vol. IX, p. 431.

Comme on le voit par ces mesures expérimentales, l'influence de la température est, d'une manière générale, très faible. Le coefficient thermique s'annule même, et la force électromotrice devient par suite indépendante de la température pour une concentration d'environ 7,5 gr de SO^4Zn, $7H^2O$ dans 100 gr d'eau, la solution de sulfate de cuivre étant maintenue saturée à 15° C.

Cependant, l'emploi de solutions saturées de sulfate de cuivre n'est pas recommandable, à cause d'une cristallisation possible par refroidissement : la redissolution totale spontanée est très lente à se faire. D'autre part, la concentration du sulfate de zinc est trop faible au moment où le coefficient thermique s'annule, pour qu'il y ait un intérêt pratique à adopter ces concentrations : la force électromotrice varie, en effet, beaucoup à ce moment pour de faibles variations dans la concentration du sulfate de zinc, de telle sorte que les erreurs réelles d'expériences pourraient être plus importantes que si, avec une concentration plus forte en sulfate de zinc, on négligeait le coefficient thermique.

Fleming Jenkin qui a fait des recherches nombreuses et très précises sur l'élément Daniell, donne les valeurs suivantes pour la force électromotrice *en volt international* de l'élément monté avec du cuivre pur électrochimique, du zinc distillé chimiquement pur, et les solutions de densités indiquées ci-après :

SO^4Cu : solution de densité	1,2	1,1	à 15° C.
SO^4Zn : » »	1,2	1,4	
	volt	volt	
Force électromotrice *en volt international*	1,099	1,069	

Or, en pratique, à moins d'adopter un type spécial d'élément indiqué d'ailleurs par Fleming, et permettant de renouveler les solutions au moment de la mesure, la diffusion, l'évaporation, l'attaque même du zinc et la précipitation électrochimique du cuivre, modifient d'une manière continuelle ces concentrations dans le modèle courant : de telle sorte que l'élément-étalon, sur lequel on se fie volontiers, peut devenir lui-même une source d'erreurs.

Il était donc intéressant de rendre ce couple si précieux dans le laboratoire industriel indépendant des causes d'erreurs dues à des variations de concentrations.

Ce résultat est obtenu pratiquement d'une manière très simple, en employant des solutions équimoléculaires des deux sulfates, et en les séparant par une membrane semi-perméable de ferrocyanure de cuivre, qui entretient spontanément cette isotonie des deux solutions. La théorie et l'expérience montrent en effet que dans ces conditions la force électromotrice du couple est constante, ainsi que son coefficient thermique, quelle que soit la concentration absolue des deux solutions, pourvu qu'elles restent équimoléculaires [1].

Les mesures suivantes n'ont qu'une valeur relative pratique, et peuvent très bien ne pas définir la valeur réelle absolue du couple *en volt international*. On peut admettre cependant, semble-t-il, le chiffre pratique de 1,10 volt qui s'accorde avec la valeur donnée par Fleming Jenkin (1,099 volt), pour les solutions de même densité des deux sulfates.

La faiblesse du coefficient thermique montre que l'influence de la température peut être en général négligée.

---

[1] *L'Éclairage Électrique*, t. XXXV, n° 22, 30 mai 1903, p. 329.

Solutions équimoléculaires des deux sulfates de cuivre et de zinc, séparées par une membrane semi-perméable de ferrocyanure de cuivre.

MOLÉCULES-GRAMMES par litre de solution	SULFATE DE CUIVRE pour 100 gr de solution		SULFATE DE ZINC pour 100 gr de solution		FORCE électromotrice à 15° C. φ.	COEFFICIENT thermique $\frac{d\varphi}{dT}$
	hydraté : $5H^2O$.	anhydre.	hydraté : $7H^2O$.	anhydre.		
	p. 100	p. 100	p. 100	p. 100	volt	
1,348	28	17,89	32	17,95	1,105	— 0,0002
1,000	21,56	13,78	24,82	13,93	1,104	— 0,0002
0,750	16,69	10,66	19,21	10,78	1,106	— 0,0002
0,500	11,52	7,36	13,26	7,44	1,104	— 0,0002
0,250	5,93	3,79	6,85	3,84	1,105	— 0,0002
0,125	3,03	1,94	3,49	1,96	1,093	— 0,0002
0,0625	1,53	0,97	1,76	0,99	1,087	— 0,0002

Ces deux dernières mesures montrent qu'il y a un commencement de polarisation avec les solutions très étendues, comme on pouvait d'ailleurs s'y attendre.

Mais il y a également intérêt en pratique à ne pas employer une solution trop concentrée, et, par conséquent, voisine de la saturation pour le sulfate de cuivre (le moins soluble des deux sulfates), car le plus léger refroidissement ferait cristalliser le sel, très lent à se redissoudre ensuite spontanément.

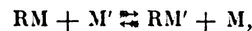
On donne à la membrane semi-perméable de ferrocyanure de cuivre un support solide en la faisant se former dans l'épaisseur d'un vase poreux ordinaire de pile. A cet effet, on paraffine la partie supérieure du vase poreux, puis on l'immerge dans l'eau pour chasser les bulles d'air. On le remplit alors d'une solution faible de ferrocyanure de potassium (4 p. 1000 environ), et on l'immerge dans une solution également faible de sulfate de cuivre (16 p. 1000, par exemple), en ayant soin d'éviter d'emprisonner des bulles d'air sous le fond du vase poreux, et d'y assurer la libre circulation de la solution, en surélevant le vase poreux d'une manière convenable. Le niveau des solutions doit dépasser la partie restée poreuse du vase de pile, et se trouver par conséquent vers la partie paraffinée. Suivant le plus ou moins de porosité de la pâte, la membrane est en général formée dans un délai de vingt-quatre à soixante-douze heures, et on la voit apparaître au niveau de la partie paraffinée sous la forme d'une très mince ligne brune. Il n'y a aucun inconvénient à prolonger l'immersion pour formation de la membrane, car celle-ci ne saurait croître en épaisseur : dès qu'elle est formée, et vraiment semi-perméable, les solutions ne pouvant plus la traverser, cessent de réagir.

Une dénivellation très nette des deux solutions réagissantes qui, avec les concentrations données, ne sont pas équimoléculaires, indique d'ailleurs le moment où la membrane est devenue réellement semi-perméable, l'eau pure la traversant alors pour rétablir l'isotonie des deux solutions.

Ces vases poreux à membrane semi-perméable sont employés pour éviter la diffusion du dépolarisant dans notre élément constant, dont le dépolarisant « respire » l'oxygène de l'air (1).

(1) *L'Éclairage Électrique*, t. XXXIII, n° 44, 1er novembre 1902, p. 164 à p. 168, et t. XXXV, n° 22, 30 mai 1903, p. 332 à p. 333.

Remarquons en terminant que l'élément Daniell est un type de pile d'un caractère très général, se ramenant à l'équation caractéristique :



$$RM + M' \rightleftarrows RM' + M,$$

R étant un radical acide, M et M', deux métaux différents ; — c'est-à-dire substitution d'un métal à un autre dans la solution saline de l'un des deux métaux.

L'élément-étalon que nous proposons possède ce même caractère de généralité. Cependant, la pratique a consacré l'élément Daniell aux deux sulfates de cuivre et de zinc, et c'est celui sur lequel les expériences ont toujours porté : on a donc tout intérêt à ne pas s'écarter de cette voie bien connue, où les expériences et les moyens de vérification abondent par conséquent.

Georges Rosset.

LA TRACTION A CONTACT SUPERFICIEL

Le *Journal des Tramways* édité par le ministère des Travaux publics de Berlin a publié récemment de très intéressantes données pratiques sur le système de traction à contact superficiel mis à l'essai depuis plusieurs années à Munich et sur les perfectionnements apportés successivement à la ligne ou aux voitures.

Au début la prise de courant se faisait par un rail rigide. Le moindre inconvénient de ce système était un bruit de ferraille insupportable. On essaya alors les balais et enfin les chaînes Gall qui ont été définitivement adoptées. Cette chaîne est tendue longitudinalement à chaque bout par un ressort à boudin et une vis de tension et suspendue tous les 80 mm à des boudins. Les ressorts sont fixés à leur partie supérieure à des poutres longitudinales ou transversales en bois de 60 × 60 mm. La partie inférieure fixée à la chaîne est portée par des tendeurs latéraux qui aboutissent au cadre. Ces tendeurs sont constitués par des câbles entourés de caoutchouc et de cuir. Comme les supports des ressorts sont des poutres en bois offrant peu de surface aux éclaboussures et à la neige et suffisamment éloignées des parties métalliques et des moteurs, il en résulte que la prise de courant est parfaitement bien isolée. La tension de la chaîne est d'environ 200 kgr aux extrémités. Elle présente donc une capacité de résistance suffisante pour n'avoir pas à souffrir des inégalités du pavage, des pierres et autres petits obstacles qui peuvent se rencontrer sur sa route. Quant aux obstacles de grande dimension, ils ne peuvent pénétrer sous la voiture.

Les premières voitures employées étaient à deux essieux, mais on s'aperçut bientôt qu'elles étaient trop petites et on les remplaça par des voitures à 40 places à 4 essieux. Le placement de la prise de courant se fit sans difficultés, il fut même plus facile et moins coûteux.

A part la chaîne, aucune partie de la prise de courant n'est sujette à l'usure. La chaîne est composée de pièces plates en fer brut et peut se fabriquer à bon compte partout. A Munich, la durée de la chaîne a été remarquablement longue quoique le train voyageât au-dessus d'un pavage de granit et d'un macadam souvent accidenté. Un seul côté de la chaîne a pu servir pendant 5 000 km. La chaîne a été ensuite retournée pour faire servir le côté opposé.

Dans les sphères compétentes on ne laissait pas que d'avoir des doutes sur la possibilité

d'appliquer le système en hiver. La neige et la glace venant recouvrir les plots semblaient devoir presque irrémédiablement empêcher le bon contact avec la chaine. L'expérience a montré que ces craintes n'étaient pas fondées. L'inconvénient s'est manifesté avec la prise de courant par rail, mais non avec celle par chaine. La chaine, en effet, étant fortement tendue, coupe sans peine la couche de neige et de glace et reste en très bon contact avec la surface du plot brillant par l'effet du passage continuel. Ceci s'est vérifié même pendant les tempêtes de neige et avec des départs espacés de 40 minutes. Quant à la neige qui peut s'accumuler la nuit, de même qu'il faut l'enlever des rails avant de commencer le service, de même il faut l'enlever des plots, ce qui n'est pas un travail supplémentaire très considérable. On a employé à cet effet une chaine coupante adaptée à la voiture à sel. Les résultats ont été très satisfaisants.

Quant aux plots, ce sont encore toujours les mêmes que ceux qui furent installés lors des premiers essais, il y a cinq ou six ans ; ils sont encore en bon état et ne présentent guère de traces d'usure, non plus que les blocs de pierre dans lesquels ils sont enchassés.

L'isolation et les connexions sont encore parfaites. Les interrupteurs et boites de distribution ont été visités la première année chaque semaine, la seconde année chaque trimestre. Parfois la visite ne s'est faite que tous les cinq mois.

Pendant tout ce temps aucun interrupteur n'a été endommagé, aucun charbon n'a été remplacé. L'usure est imperceptible. Les contacts charbon sont intacts parce qu'il ne s'est produit aucun arc.

Les bobines non plus n'ont eu à souffrir. Elles n'ont, du reste, à supporter qu'un courant de 25 volts grâce à l'emploi des résistances et fonctionnent en dérivation. De plus l'enroulement shunté est calculé de façon à ne pas pouvoir souffrir de dommage. D'une couche à l'autre, la différence de potentiel n'arrive pas à 1 volt. L'enroulement est placé sur des bobines de bois. Il n'est donc pas possible que la différence de potentiel de 25 volts entre le commencement et la fin de la bobine puisse avoir une action, car les différentes couches sont parfaitement isolées les unes des autres et de la terre Les bobines shuntées ne supportent pas une charge de plus de 30 centièmes d'ampère. Elles ne peuvent donc ni percer, ni brûler.

Le courant à haute tension ne traverse que les charbons, qui ont une si grande section qu'ils suffisent à toutes les exigences du service.

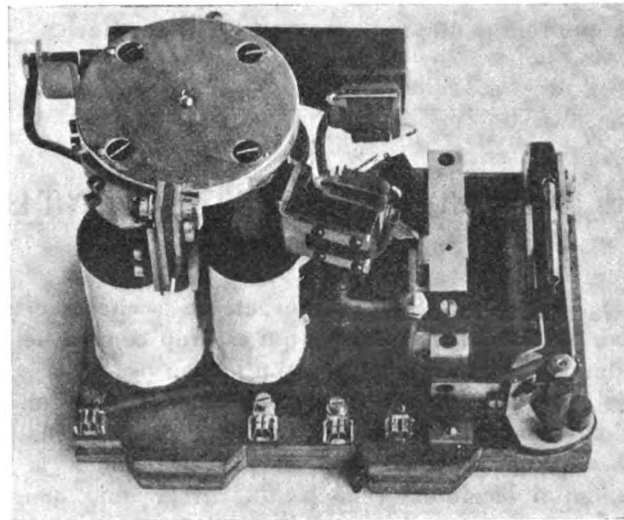
Quant aux boites de distribution qui contiennent les interrupteurs, elles n'ont nécessité depuis leur installation aucun entretien. L'intérieur est resté par tous les temps et toutes les températures parfaitement sec. Entre les parois extérieures en fonte et la garniture intérieure en bois, se trouve un espace vide assez considérable. La couche d'air qui s'y trouve améliore l'isolement et soustrait la chambre intérieure aux effets nuisibles de la température. La fermeture et l'étanchéité sont obtenues sans substance intermédiaire. Les boites sont généralement établies sur les trottoirs et ne sont pas exposées à se trouver sous eau. Dans les cas où il a fallu les établir dans des endroits où elles sont sujettes à être inondées, on a, par mesure de précaution, enduit les joints de matières grasses.

En supposant un service de 18 heures par jour avec départ toutes les deux minutes, chaque interrupteur doit fonctionner 540 fois. A l'usine, on les a fait fonctionner 8 000 fois par jour pendant 6 mois sans qu'ils aient été dérangés ou endommagés, ce qui correspond à 7 ans de fonctionnement dans les conditions susdites. Cette durabilité est due à la construction simple des interrupteurs et à l'absence d'étincelles pendant le fonctionnement.

Les essais de Munich ont aussi montré en pratique que la consommation de courant ne dépasse pas celle des autres systèmes de prises de courant. Comme les plots ne fonctionnent

chaque fois qu'un instant, l'isolation est en somme plus grande que dans les autres systèmes où le courant est constamment actif. Il en résulte, comme les mesures et les résultats du service l'ont montré, que les pertes sont sensiblement moindres. Lorsque le temps est sec, le courant, au moment où une voiture met en activité le plot sur lequel elle passe, est très réduit et peut à peine se mesurer. Lorsque le temps est humide et que les rues sont mouillées ou lorsque l'on a jeté du sel pour fondre la neige, la consommation de courant n'a pas été sensiblement plus grande que par les jours secs.

Pour diminuer les frais de premier établissement, on a aussi cherché à simplifier la construction des interrupteurs et à diminuer leur nombre. Au début, il y avait pour la marche arrière, très rare en somme, un relais spécial pour chaque groupe d'interrupteurs. Ce relais avait un grand nombre de contacts. C'était pourtant des parties immobiles qu



Relais commutateur du système de traction à contact superficiel Siemens-Schückert.

n'occasionnaient pas de dérangements et ne s'usaient pas. La simplification due à cet appareil était évidente.

L'on a toutefois jugé à propos de modifier le système de façon à ne plus avoir à effectuer cette commutation. On peut donc maintenant faire marche en avant ou en arrière exactement comme dans le système à fil aérien. Récemment on a aussi disposé les connexions de telle sorte que les interrupteurs de ligne se mettent automatiquement en circuit dès que la section sur laquelle se trouve une voiture n'a plus de courant.

Le personnel de la voiture n'a donc plus à s'occuper de la mise en ou hors circuit des sections. L'excitation des plots se fait par les moteurs de la voiture fonctionnant comme générateurs. Lorsque la voiture perd son courant, le levier d'un relais magnétique se trouve libéré, lequel est constamment en connexions par un courant inactif avec la prise de courant. En même temps, une sonnerie se fait entendre et indique au conducteur que la manivelle doit être mise dans la première position de freinage. La vitesse de la voiture n'est que légèrement modifiée par cette manœuvre qui amène les moteurs à fonctionner comme générateurs. L'excitation se fait ainsi très rapidement. Il suffit de 0,3 ampère et 200 volts. Cette manœuvre n'intervient que pour la mise en circuit de la section ou des plots dans le cas où la voiture ne recevrait plus de courant pendant qu'elle se trouve dans

une section. Cette excitation s'opère encore très bien lorsque la voiture n'est plus animée que d'une vitesse de 5 à 6 km.

En cas d'arrêt de la voiture, on emploie dans le même but une petite excitatrice placée sous un des bancs de la voiture. Cette machine est mise en mouvement à la main et de l'extérieur au moyen d'une manivelle. Il n'y a pas de connexions à établir pour la mettre en circuit. Le rapport de transmission est choisi de façon qu'un tour de la manivelle suffit à mettre la machine en tension et à activer les plots.

Un avantage important du système à contact superficiel, c'est que la construction d'une ligne ainsi équipée peut se faire en beaucoup moins de temps et avec des frais beaucoup moins élevés qu'une installation à caniveaux. Toutes les parties sont préparées à l'usine.

Les travaux sur place à l'établissement des boîtes de jonction qui arrivent toutes prêtes et des plots sont faciles. Ces derniers sont simplement vissés aux plaques de base de la voie et se placent en même temps que se construit cette dernière.

J. Reyval.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

***Diagramme et essai de moteurs à courants triphasés*. Hugo Grob.** *Elektrotechnische Zeitschrift*, 2 juin.

Lorsqu'on vérifie des moteurs triphasés il arrive souvent que l'essai au frein soit impossible à faire. Quand il s'agit d'expertises dans lesquelles on doit déterminer si le moteur remplit ou ne remplit pas les garanties données par le constructeur, il est extrêmement important de posséder des méthodes aussi exactes que possible permettant, au moyen de mesures faciles à faire, de juger un moteur au point de vue de son effet utile, de son décalage, de sa capacité de surcharge, de son glissement, etc.

Le diagramme connu d'Heyland pour moteurs polyphasés permet bien de déduire simplement les propriétés d'un moteur de la marche à vide et en court circuit, mais il ne tient pas compte directement de la résistance ohmique primaire. La construction par laquelle on obtient la mesure du couple et de la puissance repose sur une expérience qui ne correspond pas exactement à la réalité. La chute de tension dans le cuivre primaire est soustraite algébriquement de la différence de potentiel aux bornes sans que l'on tienne compte de la phase du courant.

Heyland a cherché lui-même à remédier à ces défauts de la méthode, et est arrivé en 1894 à un diagramme qui tient compte d'une façon exacte de la chute de tension au primaire mais qui est trop compliqué pour pouvoir être d'une application pratique.

Ossanna a suivi une autre voie. Il s'appuie sur la géométrie analytique et détermine au moyen d'équations la position de droites et d'un cercle qui, pour les différents états du fonctionnement, indiquent le courant dans le stator, le décalage, le glissement, etc. Abstraction faite de ce que cette façon de procéder a l'inconvénient de ne pas laisser voir la dépendance entre le résultat et le point de départ, le travail de calcul que nécessite la construction du diagramme est considérable.

Dans ce qui suit, nous allons exposer un diagramme qui tient compte d'une façon très simple de l'action de la chute ohmique de tension. S'il ne s'agissait que de déterminer le lieu géométrique des extrémités des vecteurs de courants il serait à peine nécessaire d'établir un nouveau diagramme à cause de la faible influence de la résistance ohmique. Mais il en est autrement au point de vue de la capacité de surcharge et de l'effet utile. Là, une inexactitude dans la façon de tenir compte des pertes dans le cuivre a une trop grande influence pour que les résultats puissent être considérés comme valables.

L'établissement du diagramme très simple

qui suit semble au premier coup d'œil un peu compliqué, mais il ne contient ni géométrie analytique, ni mathématiques supérieures. Les résultats sont résumés à la fin de façon à permettre d'employer le diagramme même sans en connaître la démonstration.

Pour ne pas arrêter dans la suite le développement des démonstrations, nous allons développer d'abord un théorème de géométrie.

I. L'extrémité B du vecteur AB (fig. 1) se

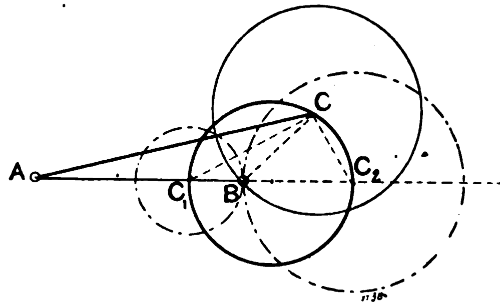


Fig. 1.

meut sur une circonférence de centre C. On demande quelle courbe doit décrire ce centre C si à un moment donné, par exemple dans la position figurée, le vecteur AB devient fixe et le vecteur AC commence à se mouvoir de telle façon qu'il existe encore entre les deux le même mouvement relatif au point de vue de la position et de la grandeur. On peut s'imaginer que la figure primitive et avec elle le vecteur AC se déplacent continuellement et que leur échelle de mesure varie de telle façon que, malgré son mouvement autour du point C, le segment AB reste toujours à la même place avec la même grandeur.

La courbe cherchée doit évidemment être telle que le rayon CB du cercle soit toujours dans un rapport constant avec le segment AC pour que la figure primaire reste semblable à elle-même. Ce rapport s'applique aussi aux points C_1 et C_2 de AB où est le centre C lorsque le point B se trouve sur AC. Les deux positions et grandeurs correspondantes du cercle primitif C sont tracées en pointillé sur la figure. On doit avoir la proportion $\frac{AC_1}{C_1B} = \frac{AC_2}{C_2B}$. Comme l'on sait, cette relation détermine deux paires de points harmoniques et les rayons CA, CB, CC_1, CC_2 forment un faisceau harmonique. D'après un théorème de géométrie, l'angle ACB est divisé en deux par la droite CC_1 et les rayons CC_1 et CC_2 sont perpendiculaires l'un à l'autre. Cela n'est possible que si le point C se meut sur un cercle décrit sur C_1C_2 comme diamètre. Mais si le cercle C et le vecteur AB sont donnés en position, nous trouvons immédiatement le second cercle cherché, satisfaisant aux conditions exprimées ci-dessus, en divisant en deux l'angle ACB et en élevant en C une perpendiculaire à la ligne de partage. Le segment C_1C_2 compris entre les deux points d'intersection C_1 et C_2 représente le diamètre du cercle cherché.

II. Nous pouvons maintenant passer à l'établissement du diagramme.

Comme l'on sait, les lignes de forces produites dans le fer du stator ne remplissent pas toutes leur but : une partie d'entre elles, les lignes de dispersion, se referment avant d'avoir atteint les enroulements induits et agissent alors comme pure self-induction. Nous supposerons le stator entièrement dépourvu de dispersion et, pour cela, nous plaçons dans chaque phase une bobine équivalente de self-induction dont la résistance ohmique remplace en même temps celle des enroulements du stator. Il nous reste donc à étudier un moteur ayant seulement de la dispersion au rotor mais une différence de potentiel aux bornes non constante. Quoique son diagramme (pour une différence de potentiel constante) soit bien connu, nous allons le rappeler brièvement pour que cette étude soit plus complète.

La loi d'Ohm s'applique au flux magnétique. Supposons que la réluctance magnétique pour les lignes de forces utiles du rotor, c'est-à-dire celles qui passent derrière les tours du stator, soit égale à 1 ; celle du circuit dérivé de dispersion est définie par la valeur $\frac{1}{\tau_2}$ où la grandeur τ_2 est nommée coefficient de dispersion du rotor. Si nous faisons provisoirement abstraction de la réluctance magnétique dans le fer, les deux réluctances dont nous avons parlé sont en parallèle et agissent comme une réluctance totale de valeur :

$$\frac{1}{\frac{1}{1} + \frac{1}{\left(\frac{1}{\tau_2}\right)}} = \frac{1}{1 + \tau_2}$$

Comme les grandeurs des champs sont inver-

sement proportionnelles aux réluctances, le champ total produit dans le rotor est proportionnel à $1 + \tau_2$, le champ utile est proportionnel à l'unité, et le champ de dispersion est proportionnel à τ_2.

τ_2 est exprimé en pour cent, c'est-à-dire que pour $100 + \tau_2$ lignes de force produites, τ_2 sont perdues par dispersion. La même définition s'appliquera au facteur de dispersion τ_1.

Supposons qu'une certaine différence de potentiel constante, représentée par OP (fig. 2),

Fig. 2.

agisse sur le stator dans chaque phase. Comme ses enroulements sont supposés dépourvus de dispersion et de résistance, la différence de potentiel totale doit être balancée par l'action du champ magnétique OD décalé de 90° en arrière qui existe réellement entre les tours d'enroulement du stator et qui se compose en premier lieu des lignes de force OB produites dans le stator et en second lieu de la partie utile OY du champ du rotor OX passant à travers les tours du rotor : le reste YX, champ de dispersion du rotor, est perdu dans des dérivations magnétiques. Le champ résultant dans ce rotor OZ, qui comprend toutes les lignes de force existantes dans le stator et le rotor, produit le courant du rotor décalé sur lui d'un quart de période en arrière et avec lequel le champ du rotor OX est en phase. Ce quart de période est invariable dans toutes les positions du fonctionnement, autrement dit l'angle ZOX et, avec lui, l'angle DZO restent toujours égaux à 90° Pour cette raison et par suite du fait que le champ résultant du stator OD, dépendant seulement de la différence de potentiel aux bornes, conserve sa grandeur et sa position, il est nécessaire que le point Z se meuve sur un demi-cercle décrit sur OD lorsque, par suite d'une modification de la charge, (glissement du moteur) la tension de l'induit et le courant OX varient.

D'après les considérations précédentes sur la valeur simultanée du champ utile et du champ de dispersion, on doit avoir sur la figure 2

$$\frac{OY}{YX} = \frac{1}{\tau_2} \text{ ou aussi } \frac{BD}{BZ} = \frac{1}{\tau_2}.$$

Donc lorsque Z se déplace sur un demi-cercle, le point B décrit aussi un demi-cercle dont le diamètre DF est

$$DF = \frac{1}{\tau_2} . OD \qquad (1)$$

Remarquons qu'il n'est pas absolument exact de composer à l'intérieur d'un enroulement le champ principal et le champ de dispersion ; rigoureusement il faudrait combiner les tensions produites par les champs, car l'induction n'est pas la même pour toutes les formes de champ. Par suite des encoches, des différents genres d'enroulement et des autres causes, un seul et même champ produit dans le stator et dans le rotor des tensions différentes.

Le vecteur OB peut être pris aussi comme mesure du courant en faisant abstraction des pertes dans le fer et de l'hystérésis magnétique, Si nous supposons que le rotor et le stator portent le même nombre de tours et le même genre d'enroulements, et si nous faisons abstraction de la modification du rapport de transformation due à l'inégalité des facteurs d'enroulement, etc., le courant du rotor est mesuré directement par le segment BD et non par BZ. En effet, l'énergie primaire et l'énergie secondaire doivent être égales. La puissance absorbée est proportionnelle au champ résultant du stator OD (tension) multiplié par la projection du courant OB sur P, c'est-à-dire proportionnelle à la surface du triangle ODB. D'autre part, la puissance du rotor est, à la même échelle, proportionnelle au champ résultant du rotor OZ multiplié par le courant décalé de 90° en arrière. Ce n'est que lorsque ce courant est représenté par le vecteur OY ou BD que les surfaces en question, et par suite les puissances, sont égales.

Nous pouvons encore nous rendre compte de l'exactitude de ce qui précède en remarquant que la concordance du chemin magnétique que suivent les lignes de force utiles du stator et le flux utile du rotor entraîne la proportionnalité entre les courants J_1 et J_2 et les champs OB et BD qu'ils produisent. Cela n'est exact toutefois qu'autant que l'on peut négliger la réluctance du fer. Si au contraire le flux principal et le flux de dispersion provoquent sur leur passage une *chute de tension* magnétique, la loi de proportionnalité des courants et de leurs champs utiles a besoin d'une démonstration particulière.

La perméabilité du fer sera supposée constante. Il est alors permis de traiter séparément l'action des forces magnétomotrices du stator et du rotor. Dans la figure 3, ASB représente le chemin du flux dans le fer du stator, BA et CD les deux chemins du flux de dispersion le long des encoches du stator et du rotor, BC et DA les chemins du flux dans l'air et enfin CRD le

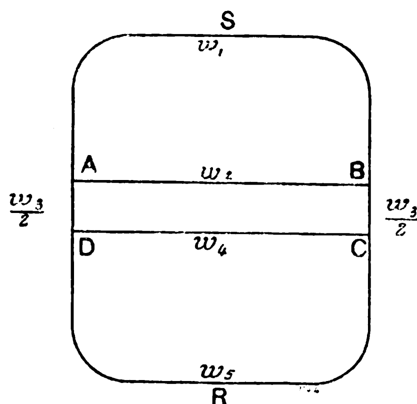


Fig. 3.

chemin des lignes de force dans le rotor. Les réluctances magnétiques sont désignées par les grandeurs w dans la figure 3. La question est la suivante : existe-t-il encore, malgré les réluctances magnétiques et les « chutes de tension » causées par les champs de dispersion, une proportionnalité entre les champs utiles OB du stator et OY du rotor et les courants qui les produisent (fig. 2) ? Pour résoudre cette question d'une façon générale, ramenons à sa vraie place dans le moteur la dispersion du stator que nous avions attribuée à une bobine de self-induction branchée en série. Faisons d'abord agir une force magnétomotrice M dans le stator et calculons d'après les lois de Kirchhoff, comme dans un circuit électrique, la grandeur du flux 5 (fig. 3) que la force magnétomotrice M tend à faire passer dans les tours du rotor. Transportons ensuite M dans la branche 5 et déterminons inversement le flux qui passe dans 1. Le calcul montre tout de suite l'entière proportionnalité du flux utile et de la force magnétomotrice, soit dans le stator ou dans le rotor et que les flux de dispersion et les réluctances magnétiques dans les deux parties soient ou non inégales.

Cela signifie simplement que, dans la figure 2, le vecteur OY ou BD représente en réalité le courant du rotor lorsque le courant du stator est mesuré par OB.

De la figure 3 nous pouvons déduire que le rapport entre le flux utile et le flux de dispersion dérivé n'est plus égal au rapport inverse des réluctances. La définition précédemment donnée pour le coefficient de dispersion τ_2 serait alors, en tenant pour exacte la proportion de la figure 2 $\frac{BD}{DZ} = \frac{1}{\tau_2}$, à modifier en ce sens que τ_2 correspond au quotient $\frac{\text{flux de dispersion du rotor}}{\text{flux utile du rotor}}$ ou encore plus exactement

$$\frac{\text{tension de dispersion du rotor}}{\text{tension utile du rotor}}$$

et ne représente plus le rapport des réluctances. Si nous calculons la grandeur de la dispersion d'après des essais faits sur un moteur terminé, nous mesurerons les tensions et non les réluctances magnétiques. Si nous employons les données de construction pour prédéterminer les facteurs de dispersion avec la définition donnée antérieurement, ils présenteront une inexactitude beaucoup plus grande que n'en comporte, dans les cas ordinaires, l'influence de la réluctance, des facteurs d'enroulement, etc.

En revenant au moteur sans dispersion et résistance, nous pouvons dire ceci : pour un décalage donné φ entre le courant primaire OB et la différence de potentiel aux bornes P, proportionnelle au courant à vide OD et calée de 90° en avant sur lui, le rapport des grandeurs des secteurs OB et OD est entièrement déterminé par la condition que B doit se trouver sur un cercle dont le diamètre forme le prolonge-

ment de OD et est $\frac{1}{\tau_2}$ fois plus grand que le segment précité.

III. Il est possible maintenant d'établir *l'équation graphique* du circuit total. Le triangle rectangle OAB_0 de la figure 4 représente le dia-

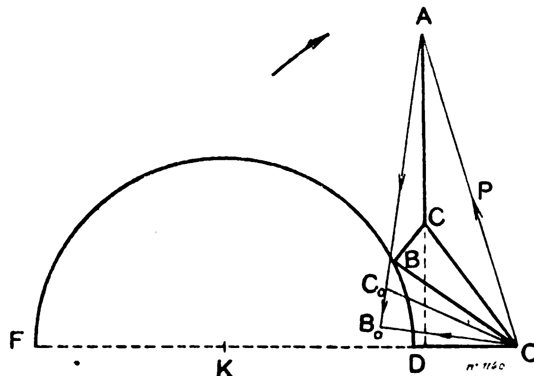


Fig. 4.

gramme des tensions à vide. L'hypothénuse OA représente la différence de potentiel totale P aux bornes par phases, et OB_0 la chute de tension ohmique $J_0 w_1$ dans chaque phase de l'enroulement primaire ou de la bobine de self-induction en série, pour la marche à vide. Il est clair que l'autre côté AB_0 donne une mesure de la force contre-électromotrice totale induite, dont la partie AC_0 doit être produite par le flux utile passant dans le rotor, tandis que la partie C_0B_0 provient du flux de dispersion (bobine de self-induction). Conformément à la définition du facteur de dispersion primaire τ, absolument analogue au facteur de dispersion τ_2 du rotor précédemment envisagé, on doit avoir :

$$\frac{AC_0}{C_0B_0} = \frac{1}{\tau_2} \qquad (2)$$

D'après ce qui précède, OC_0 serait alors la différence de potentiel totale absorbée par la bobine de self-induction en série, de sorte que, pour le moteur dépourvu de dispersion primaire et de résistance, il reste comme tension d'alimentation AC_0. Le vecteur OB_0 lui est perpendiculaire et, par suite de la constance de la résistance w_1 de la bobine de self-induction, peut aussi être pris comme mesure du courant à vide. Mais ce courant à vide, considéré comme produisant le champ du moteur, est de son côté une nouvelle mesure de la tension AC_0 restant disponible pour le moteur : il doit donc y avoir proportionnalité entre les vecteurs OB_0 et AC_0.

Supposons maintenant le moteur en charge. La figure 2 montre que le courant primaire augmente et que sa phase par rapport à la différence de potentiel aux bornes varie. Le triangle des tensions OB_0C_0 (fig. 4) de la bobine de self-induction se transforme en OBC. La tension AC reste disponible pour le moteur. A cette tension d'alimentation AC (du moteur dépourvu de dispersion et de résistance au stator) correspond un courant de marche à vide dont le vecteur OD doit être perpendiculaire sur AC et satisfaire à la condition

$$\frac{OB_0}{OD} = \frac{AC_0}{AC}$$

La figure 2 montre aussi que l'extrémité B du courant primaire doit être sur une circonférence K dont le diamètre a une longueur $DF = \frac{1}{\tau_2} OD$ et est sur le prolongement de OD. Dans la suite nous appellerons ce cercle K le « cercle du rotor ». Le lieu géométrique cherché de l'extrémité B du vecteur du courant relativement à la différence de potentiel OA est entièrement déterminé par les conditions énumérées ci-dessus.

IV. La figure 5 représente encore le fonctionnement pour la marche à vide. Le courant à vide OB_0 est sur le diamètre du cercle du rotor K_0. Supposons que la différence de potentiel totale OA soit réglée en phase et en grandeur de façon que, malgré la chute de tension OC_0 de la bobine de self-induction, la tension active AC_0 et, avec elle, le vecteur OD_0 restent toujours semblables en grandeur et en phase ; en d'autres mots attribuons au moteur « sans dispersion ni résistance » une différence de potentiel aux bornes constante. Nous savons que l'extrémité B_0 du vecteur de courant se déplace simplement sur le cercle K_0.

Le triangle OB_0C_0 reste semblable à lui-même. Par suite C_0 se meut aussi sur un demi-cercle K'_0 (pointillé) décrit sur le prolongement de OC_0. Comme, par hypothèse, la tension AC_0 reste égale en phase et en grandeur, son vecteur AC_0 se déplace parallèlement à lui-même et l'extrémité A décrit un cercle K_0'' qui indique comment doit varier la différence de potentiel totale aux bornes OA pour que la tension utile AC_0 ou OD_0 reste constante.

Si nous revenons à l'allure normale du phénomène, c'est-à-dire si la différence de potentiel totale aux bornes OA est constante, A ne se meut plus autour de K_0'', mais K_0'' décrit une courbe quelconque autour du point A. La forme de cette courbe a été déterminée au début. C'est un cercle que l'on trouve de là façon suivante : sur la bissectrice $K_0''G$ de l'angle $OK^{0''}A$ on élève la perpendiculaire $K_0''H$ et on décrit sur GH comme diamètre un cercle M_2'.

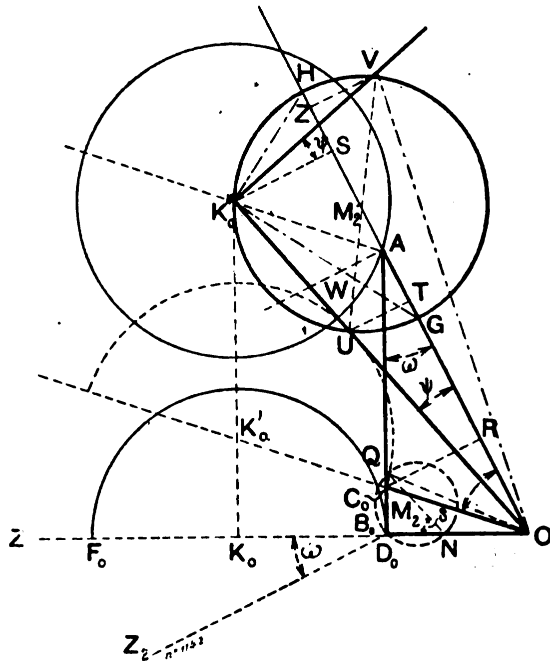


Fig. 5.

Remarquons que OK_0'' est rigidement lié à OD_0 ou OD (fig. 4); nous pouvons donc prendre aussi OK_0'' comme courant à vide, pendant que le cercle M_2' représente le lieu de l'extrémité D du vecteur OD (fig. 4) relativement au courant à vide OB_0. Ce lieu du point D est représenté dans la figure 5 par le petit cercle ponctué M_2 et serait entièrement déterminé si ses points d'intersection N et Q avec le courant à vide et sa perpendiculaire, ou les points d'intersection U et V avec le vecteur OK_0'' et sa perpendiculaire étaient connus. Nous verrons que ces points d'intersection cherchés dépendent très simplement de la dispersion et de la résistance ohmique primaire.

V. Par suite de sa construction, la figure 5 contient la relation

$$\frac{B_0C_0}{C_0A} = \text{facteur de dispersion primaire } \tau_1 \text{ (équation 2)}$$

$$\frac{OD_0}{D_0F_0} = \text{facteur de dispersion secondaire } \tau_2 \text{ (équation 2)}$$

Il faut maintenant introduire une troisième grandeur τ_3 qui caractérise l'influence de la résistance ohmique primaire. Le côté OB_0 dans le triangle OAB_0 de la marche à vide représente la tension absorbée dans le cuivre du stator par suite de la résistance ohmique.

Nous définirons la grandeur τ_3 comme le quotient :

$$\tau_3 = \frac{\text{Chute de tension ohmique primaire par phase pour la marche à vide}}{\text{différence de potentiel totale aux formes par phase}} =$$

$$\frac{OB_0}{OA} = \sin \omega \quad (3)$$

Pour simplifier les calculs et les résultats, introduisons à la place de τ_1 et τ_3 deux grandeurs auxiliaires τ_1^x et τ_3^x définies de la façon suivante : abaissons du point C_0 une perpendiculaire C_0R sur la différence de potentiel aux bornes OA. De même que nous avons appelé τ_1 le quotient $\frac{B_0C_0}{C_0A}$, désignons par τ_1 la grandeur $\frac{OR}{RA}$:

$$\frac{OR}{RA} = \frac{\tau_1^x}{1} \quad (4)$$

De même que nous avions la relation $\frac{OB_0}{OA} = \frac{\tau_3}{1}$, posons

$$\frac{C_0R}{RA} = \frac{\tau_3^x}{1} \text{ ou } \tau_3^x = \frac{C_0R}{RA} = \operatorname{tg} \omega. \quad (5)$$

La perpendiculaire à OA passant par B_0, B_0Z_2 fait avec la direction B_0Z du courant à vide OB_0 le même angle ω et nous pouvons écrire

$$\operatorname{tg} \widehat{ZBZ_2} = \tau_3^x \quad (6)$$

On trouve très simplement de la façon suivante la relation entre les facteurs primitifs τ_1 et τ_3 et les nouveaux facteurs :

D'après ce qui précède, $\sin \omega = \tau_3$ d'où $\cos \omega = \sqrt{1 - \tau_3^2}$.

On a

$$AC_0 = AB_0 \frac{1}{1 + \tau_1} \text{ (équat. 2)}$$

d'où

$$RA = OA \cos \omega \frac{1}{1+\tau_1} \cos \omega$$

$$= OA \frac{1-\tau_3^2}{1+\tau_1}$$

De plus

$$OR = OA - RA = OA \frac{\tau_1 + \tau_3^2}{1+\tau_1}$$

et

$$\frac{OR}{RA} = \frac{\tau_1 + \tau_3^2}{1-\tau_3} = \tau_1^X$$

D'après la définition de l'équation 5 on a

$$\tau_3^X = \frac{C_0R}{RA} = \operatorname{tg} \omega$$

Comme $\sin \omega = \tau_3$, il vient

$$\tau_3^X = \operatorname{tg} \omega = \frac{\tau_3}{\sqrt{1-\tau_3^2}}$$

Cela veut dire que les deux nouveaux facteurs se déduisent des deux facteurs primitifs par les expressions :

$$\left.\begin{aligned} \tau_1^X &= \frac{\tau_1 + \tau_3^2}{1-\tau_3^2} \\ \text{et} \quad \tau_3^X &= \frac{\tau_3}{\sqrt{1-\tau_3^2}} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Remarquons immédiatement que, dans tous les cas ordinaires, les facteurs τ_1 et τ_3 peuvent être remplacés par τ_1^X et τ_3^X car leur différence est extrêmement petite. Il est déjà rare que τ_3 atteigne la valeur 0,03. Le terme de correction τ_3^2 a alors la valeur 0,009 tellement petite vis-à-vis de l'unité qu'il est impossible d'en tenir compte graphiquement. Même vis-à-vis de τ_1 dont la valeur minima atteint 0,015, τ_3^2 est tout à fait négligeable.

VI. D'après la construction indiquée au paragraphe IV, le diamètre du cercle M_2' est limité par deux points G et H (fig. 5) harmoniques des points O et A. D'après un théorème connu, la perpendiculaire AW élevée en A sur OA est la polaire du point O par rapport au cercle M_2'. Sur chaque rayon partant du point O il y a quatre points d'intersection harmoniques.

On a donc $\frac{OU}{UW} = \frac{OK_0''}{K_0''W}$ et de même, dans les triangles semblables.

$$\frac{OT}{TA} = \frac{OS}{SA} \text{ ou } \frac{OT}{OS} = \frac{TA}{SA}$$

On en déduit en additionnant :

$$\frac{OT + OS}{TA + SA} = \frac{OS}{SA}$$

ou

$$\frac{2OT + TS}{TS} = \frac{OA + SA}{SA}$$

En soustrayant il vient

$$\frac{2OT}{OA} = \frac{TS}{SA}$$

d'où

$$\frac{OT}{TS} = \frac{OA}{2} : SA$$

$$\frac{OU}{UK''_0} = \frac{OA}{2} : SA. \quad (8)$$

Le segment AK_0'' est égal et parallèle à la droite C_0K_0' d'après la construction de la figure 5 et, d'après la définition du « cercle du rotor K_0 » on a

$$\frac{OC_0}{2C_0K'_0} = \frac{\tau_2}{1} \text{ ou } C_0K'_0 = AK''_0 = \frac{OC_0}{2\tau_2}.$$

Il est évident que les projections parallèles des deux segments OC_0 et AK_0'' sont dans le même rapport d'où

$$AS = \frac{OR}{2\tau_2}$$

et

$$SK''_0 = \frac{RC_0}{2\tau_2}.$$

Les longueurs OR et RC_0 peuvent être exprimées, d'après les équations 4 et 5, en fonctions du segment AR et des nouveaux facteurs τ_1^X et τ_3^X :

$$OR = AR\tau_1^X \text{ et } RC_0 = AR\tau_3^X.$$

Nous obtenons alors

$$AS = AR \frac{\tau_1^X}{2\tau_2} \quad (9)$$

$$SK''_0 = AR \frac{\tau_3^X}{2\tau_2}. \quad (10)$$

Si nous prenons comme autre forme de l'équation 4 l'expression

$$OA = AR (1 + \tau_1^X) \quad (11)$$

nous pouvons écrire encore

$$\frac{OU}{UK''_0} = AR \frac{1+\tau_1^X}{2} . AR \frac{\tau_1^X}{2\tau_2}$$

ou

$$\frac{OU}{UK''_0} = \frac{\tau_2 + \tau_1^X \tau_2}{\tau_1^X}. \quad (12)$$

Dans le paragraphe IV nous avons vu que le cercle M_2' par rapport à la droite OK_0'' a exactement la même position que le petit cercle M_2, c'est-à-dire le lieu du point D de la figure 4 par rapport au courant à vide OB_0 : nous connaissons donc le point d'intersection N de ces deux derniers : il partage le courant à vide OB_0 en deux parties qui sont dans le rapport

$$\frac{ON}{NB_0} = \frac{\tau_2 + \tau_1^X \tau_2}{\tau_1^X}. \quad (13)$$

De l'équation 13 résulte aussi la proportion

$$\frac{OB_0}{NB_0} = \frac{\tau_1^X + \tau_2 + \tau_1^X \tau_2}{\tau_1} \quad (14)$$

VII. Nous avons encore à déterminer la position du point Q ou du point V. On a dans la figure 5 :

$$K''_0V = \frac{K''_0S + ZV}{\cos\psi}$$

et $ZV = TU$, où TU satisfait à la relation suivante :

$$\frac{SK''_0}{TU} = \frac{OK''_0}{OU}$$

Par suite de l'équation 12, on a

$$\frac{SK''_0}{TU} = \frac{\tau_1^X + \tau_2 + \tau_1^X \tau_2}{\tau_2 + \tau_1^X \tau_2}$$

ou

$$\frac{SK''_0 + TU}{\tau_1^X + 2\tau_2 + 2\tau_1^X \tau_2} = \frac{SK''_0}{\tau_1^X + \tau_2 + \tau_1^X \tau_2}$$

et aussi

$$K''_0V = \frac{SK''_0 + TU}{\cos\psi} = \frac{SK''_0}{\cos\psi} \cdot \frac{\tau_1^X + 2\tau_2 + 2\tau_1^X \tau_2}{\tau_1^X + \tau_2 + \tau_1^X \tau_2}$$

ou, en tenant compte de (10)

$$K''_0V = \frac{AR}{\cos\psi} \frac{\tau_3^X}{2\tau_2} \cdot \frac{\tau_1^X + 2\tau_2 + 2\tau_1^X \tau_2}{\tau_1^X + \tau_2 + \tau_1^X \tau_2} \quad (15)$$

De plus,

$$OK''_0 = \frac{OS}{\cos\psi} \text{ et } OS = OA + AS = AR(1 + \tau_1^X) + AR\frac{\tau_1^X}{2\tau_2}$$

donc

$$OK''_0 = \frac{AR}{\cos\psi}\left[\frac{\tau_1^X + 2\tau_2 + 2\tau^X \tau_2}{2\tau_2}\right] \quad (16)$$

En divisant l'une par l'autre les équations 15 et 16 nous obtenons

$$\frac{K''_0V}{OK''_0} = \frac{\tau_3^X}{\tau_1^X + \tau_2 + \tau_1^X \tau_2}.$$

Nous pouvons reporter la même proportion dans le petit cercle M_2 : le lieu circulaire du point D (fig. 4) découpe sur la perpendiculaire à l'extrémité du courant à vide OB_0 un segment B_0Q (fig. 5) dont la longueur par rapport à OB_0 est déterminée par la relation

$$\frac{OB_0}{B_0Q} = \frac{\tau_1^X + \tau_2 + \tau_1^X \tau_2}{\tau_3^X} \quad (17)$$

Rassemblons la grandeur $\tau_1^X + \tau_2 + \tau_1^X + \tau_2$ sous la désignation de coefficient total de dispersion τ

$$\tau = \tau_1^X + \tau_2 + \tau_1^X \tau_2 \quad (18)$$

L'équation précédente prend la forme :

$$\frac{OB_0}{B_0Q} = \frac{\tau}{\tau_3^X} \text{ ou } \operatorname{tg}\widehat{QOB_0} = \frac{\tau_3^X}{\tau} \quad (19)$$

L'angle ND_0Q, dont le sommet D_0 appartient naturellement au cercle M_2, est droit : il en résulte que le centre M_2 doit être sur la ligne de jonction NQ.

Si nous divisons l'une par l'autre les équations 17 et 14, nous obtenons, en tenant compte de (18) :

$$\frac{B_0Q}{NB_0} = \frac{\tau_3^X}{\tau_1^X}$$

Si d'autre part nous formons le quotient de (5) et (4)

$$\frac{C_0R}{OR} = \frac{\tau_3^X}{\tau_1^X},$$

nous trouvons que les angles $\widehat{QNB_0}$ et $C_0\widehat{O}R$ sont égaux :

$$\widehat{QNB_0} = \widehat{C_0OR} = \delta \quad (20)$$

VIII. Nous savons, d'après le paragraphe III, que les vecteurs OD et AC (fig. 4) sont toujours perpendiculaires l'un sur l'autre, et restent proportionnels. Lorsque le point D se déplace sur un cercle M_2, le point C doit aussi décrire un

cercle qui, relativement à AC_0, a exactement la même position que le cercle M_2 relativement à OD_0. Par suite, ses points d'intersection N'' et

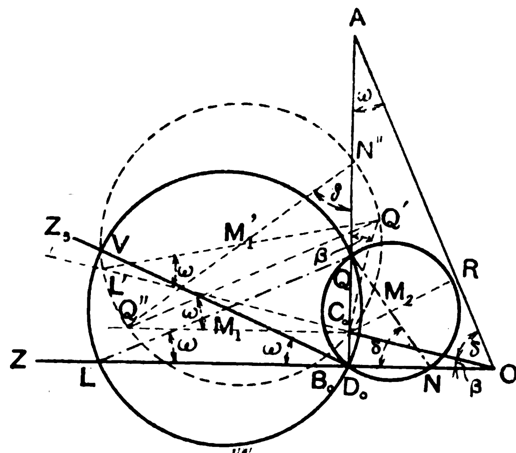


Fig. 6.

Q'' (fig. 6) avec le segment AC_0 et sa perpendiculaire, doivent satisfaire aux proportions 14 et 17, c'est-à-dire que l'on doit avoir :

$$\frac{AC_0}{N''C_0} = \frac{OD_0}{ND_3} = \frac{\tau}{\tau_1 x} \tag{21}$$

et

$$\frac{AC_0}{C_0Q''} = \frac{OD_0}{D_0Q} = \frac{\tau}{\tau_3 x} \tag{22}$$

Dans la figure 6, le cercle M_1' du point C a été dessiné ; il passe par les points Q'', C_0, N'' et son centre est sur $N''Q''$.

La loi de déplacement du vecteur OC (fig. 4) est donc déterminée par le cercle M_1', ainsi que celle du vecteur de courant du stator OB lié à OC par le triangle OBC qui reste toujours semblable à lui-même. Si nous considérons pour un instant OC_0 comme courant à vide, le cercle M_1' représente le cercle cherché du diagramme du courant actuel du stator OC. Sa grandeur et sa position sont déterminées d'une façon très simple, comme nous allons le voir.

Elevons en C_0 sur OC_0 une perpendiculaire auxiliaire : soit Q' son point d'intersection avec le cercle M_1' et L' le point d'intersection de OC_0 et du cercle : l'angle de l'arc $Q'N''$ est égal à l'angle B compris entre les vecteurs OB_0 et OC_0 (angles dont les côtés sont perpendiculaires entre eux). L'angle $N''Q''C_0$ a pour valeur $90 - \delta$ (comme complément de l'angle en N''); l'arc C_0Q' correspond donc à un angle dont la valeur est $[90 - (\delta + \beta)]$.

On a

$$\widehat{Q'L'C_0} = \omega \tag{23}$$

De plus

$$\widehat{Q''C_0Q'} = 90 + \beta = \widehat{AC_0O}$$

$$\widehat{Q'Q''C_0} = \omega$$

Les triangles $Q''C_0Q'$ et OC_0A sont semblables et :

$$\frac{O_0C}{C_0A} = \frac{Q'C_0}{C_6Q''}$$

En tenant compte de l'équation (22),

$$\frac{Q'C_0}{OC_0} = \frac{\tau x_3}{\tau_1} \tag{24}$$

En combinant les équations 5, 23 et 24, on trouve

$$\frac{C_0L'}{OC_0} = \frac{1}{\tau}. \tag{25}$$

Rappellons-nous maintenant que nous avons attribué provisoirement à OC_0 le rôle de courant à vide, ce qui conduisait à trouver M'_1 comme cercle du diagramme. Les équations simples 24 et 25 peuvent facilement être rétablies avec le courant exact à vide OB_0 et le cercle exact M_1, c'est-à-dire le lieu géométrique de l'extrémité du vecteur de courant OB du stator. Pour trouver ce cercle il suffit de porter sur le prolongement du courant à vide OB_0 un segment

$$B_0L = \frac{OB_0}{\tau} \tag{26}$$

et, sur la perpendiculaire à l'extrémité du vecteur de courant à vide, un segment

$$B_0Q = \frac{OB_0}{\tau}\tau_3 \tag{27}$$

La droite LQ donne le diamètre du cercle du diagramme cherché.

L'équation (27) est identique à l'équation (17) c'est-à-dire que le cercle M du diagramme et le petit cercle M_2 du point D dans la figure 4 se coupent en Q. L'autre extrémité du diamètre N de M_2 est déterminée par l'équation (14) qui, en tenant compte de (18) donne :

$$NB_0 = \frac{OB_0}{\tau}\tau_1 x \tag{28}$$

D'après l'équation (23) on avait :

$$\widehat{Q'L'C_0} = \omega.$$

Donc on a également

$$\widehat{QLB_0} = \omega. \qquad (29)$$

ce qui signifie que :

$$\frac{LQ}{NL} = \frac{AC_0}{OA}. \qquad (32)$$

Le diamètre du cercle LQ *est perpendiculaire sur la différence de potentiel aux bornes* OA (30).

Le diamètre B_0V fait évidemment avec la direction du courant à vide l'angle ω, et, en tenant compte de l'équation 5, nous pouvons dire que :

Le centre M *du cercle du diagramme est sur un rayon* Z_3 *partant de l'extrémité du courant à vide* OB_0 *et faisant avec la direction de ce dernier un angle* ω *dont la tangente est égale à* $\tau_3{}^x$ (31).

Si nous composons les 3 équations (26), (27), (28) avec les proportions (4) et (5), nous voyons que les triangles NLQ et OC_0A sont semblables, et que nous devons avoir

$$\frac{LQ}{NL} = \frac{AC_0}{OA}. \qquad (32)$$

IX. Quant au petit cercle M_2, il a une signification physique bien déterminée. Nous avons supposé que, sur le champ résultant total du stator (y compris la dispersion), le vecteur OD représentait seulement la partie qui coupe aussi les tours d'enroulement du rotor, ou, en d'autres mots, OD représente seulement la portion du champ résultant qui sert réellement d'intermédiaire dans le transport de force. Toutes les autres lignes de force du stator sont de la dispersion, représentée par la self-induction intercalée. Le courant OD a été défini dans la figure 4 comme courant à vide du « moteur sans dispersion ni résistance au stator » et était en relation avec le champ AC qui reste disponible après qu'on a tenu compte de l'action de la bobine de self-induction (dispersion du stator et résistance).

Dans le paragraphe 11 (fig. 2) nous avons fait remarquer que le courant du rotor n'est pas mesuré par BZ mais par BD, c'est-à-dire par le segment qui joint l'extrémité du vecteur de champ OD avec celle du vecteur de courant OB. Si donc, dans la figure 7, OD se rapporte au même état de fonctionnement que le courant du stator OB, le courant du rotor est représenté par la ligne de jonction BD. Par suite de la dépendance qui existe entre leurs cercles, les points D et B doivent dans des temps égaux parcourir des secteurs correspondant à des angles au centre égaux. Lors de la marche à vide, ils étaient réunis en B_0: l'angle correspondant à l'arc B_0D doit donc être égal à l'angle correspondant à l'arc B_0B. Si nous joignons le point Q avec D et B, l'égalité des angles correspondants montre que l'angle $\widehat{B_0QB}$ doit être le supplément de l'angle $\widehat{B_0QD}$, ou, en d'autres mots que chaque courant du rotor doit passer par le point Q.

Pour trouver alors le courant du rotor correspondant à un courant du stator tout à fait arbitraire OB, il suffit de relier B à Q et de prolonger cette droite jusqu'au point de rencontre D avec le petit cercle M_2. Ce cercle M_2 est déterminé par les équations 27 et 28.

X. *Le couple.* — Comme on le sait, pour un champ tournant constant, l'énergie transmise au rotor est à chaque instant égale au couple exercé multiplié par la vitesse du champ tournant. Comme cette dernière reste constante, nous pouvons aussi bien recourir à la puissance absorbée par le rotor pour déterminer la loi de dépendance du couple.

Le travail transmis au rotor est proportionnel à la partie OD du champ résultant du stator qui agit sur lui et proportionnel à son propre courant DB multiplié par le cosinus de son décalage vis-à-vis de la tension transmise du stator sur le rotor. Le couple exercé sur le stator par suite de l'hystérésis de l'induit sera examiné plus tard.

La puissance totale par phase est égale à la surface du triangle ODB ou égale au produit DB.OE (fig. 7). Le point E se meut sur un demi-cercle décrit sur OQ. Si dans la figure 7 nous joignons B_0 avec B et D, nous formons un triangle DB_0B qui reste semblable lorsque la charge du moteur varie car les angles en B et D correspondent à des arcs constants. Les vecteurs DB et B_0B sont aussi dans un rapport constant, le même que celui des côtés LQ et NL du triangle NLQ semblable au triangle DB_0B. Pour déterminer le courant du rotor, nous n'avons pas besoin du petit cercle ; la corde B_0B multi-

pliée par le quotient $\frac{NL}{LQ}$ donne la grandeur cherchée.

Le rapport $\frac{LQ}{NL}$ a, d'après l'équation (32), la valeur :

$$\frac{LQ}{NL} = \frac{AC_0}{OA} \text{ (fig. 4)}$$

On a donc aussi

$$\frac{B_0B}{DB} = \frac{AC_c}{OA}$$

ou

$$DB = B_0B \frac{OA}{AC_0} \text{ (fig. 7 et 4)}$$

OE peut être exprimé d'une autre manière. Le segment de cercle OEB_0 est semblable au segment de cercle B^xBB_0 (le rayon EB tourne autour du point d'intersection des deux ondes) ; les triangles correspondants sont donc semblables et l'on a la proportion

Fig. 7.

$$\frac{OE}{OB_0} = \frac{B^xB}{B^xB_0}$$

ou

$$OE = OB_0 \frac{B^xB}{B^xB_0} \cdot \qquad (34)$$

OB_0 représente le champ pour la marche à vide qui, d'après les déductions du paragraphe III doit équilibrer la tension restant disponible pour transmettre la force, déduction faite de la chute de tension ohmique et inductive. Dans la figure 4 cette tension disponible est représentée par le vecteur AC_0, La valeur de la tension du vecteur OB_0 est égale à la différence de potentiel P aux bornes par phase affectée du facteur $\frac{AC_0}{OA}$:

$$OB_0 = P \frac{AC_0}{OA} \text{ volts.} \qquad (35)$$

Si l'on introduit cette valeur dans l'équation (34), il vient :

$$OE = P \frac{AC_0}{DA} \frac{B^xB}{B^xB_0} \cdot$$

La puissance transmise du stator DB.OE a maintenant, d'après l'équation (33) la valeur

$$EB.OE = B_0B. \frac{OA}{AC_0} .P. \frac{AC_0}{OA} \cdot \frac{B^xB}{A^xB_0}$$

ou

$$DB.OE = P \frac{B_0B.B^xB}{B^xB_0} \cdot \qquad (36)$$

Prolongeons B_0B au dela de B et abaissons une perpendiculaire B^xW sur B_0B ; il se forme en B^x un angle α constant pour chaque point B. Si B recule vers B_0, B_0B tend vers la tangente et devient perpendiculaire au diamètre B_0U, pendant que B^xB coïncide avec B^xB_0, il en résulte que l'angle α est égal à l'angle VB_0B^x et qu'il se produit encore en B si nous abaissons deux perpendiculaires BH et BF sur les côtés B_0B^x et B_0V.

Au lieu de l'équation (36), nous pouvons écrire

$$DB.OE = \frac{P}{B^xB_0} \cdot B_0B \cdot \frac{B^xW}{\cos\alpha} \cdot \frac{2}{2}$$

$$= \frac{P.2}{B^xB_0 \cos\alpha} \times \text{surface du triangle } B_0BB^x$$

$$= \frac{P.2}{B^xB_0 \cos\alpha} \times \frac{B^xB_0.BH}{2}$$

$$= P \frac{BH}{\cos\alpha}$$

ou

$$DB.OE = P.BG. \qquad (37)$$

Nous obtenons ce résultat très intéressant :

Si nous abaissons de l'extrémité B de n'importe quel courant du stator une perpendiculaire sur le diamètre B_0V et si nous prolongeons cette perpendiculaire jusqu'au point de rencontre G avec B_0B^x, le segment BG représente directement le courant watté de la puissance que chaque phase du stator transmet au rotor.

Le point B^x situé sur le prolongement de OQ, représente, comme nous le verrons plus loin, l'extrémité du courant du stator pour un glissement infini.

Le couple électrique du moteur est déterminé par la puissance transmise au rotor. Pour une vitesse de rotation du champ de n tours par minute, le couple est

$$\Delta M = \frac{\frac{\text{P volts, BG amp. } 3}{736} 75}{2\pi \frac{n}{60}} \text{ Kgm}$$

$$= 2{,}92 \frac{\text{P volt, BG amp.}}{n} \text{ Kgm} \qquad (38)$$

Le couple utile doit être naturellement diminué de la quantité correspondante aux frottements et à la ventilation.

Le point du couple maximum est déterminé par la perpendiculaire abaissée de M_1 sur B_0B^x. Nous appellerons ligne des couples la ligne de jonction B_0B^x.

O. A.

(*A suivre.*)

***Sur la chute de tension dans les générateurs à courant alternatif*. Behn Eschenburg.** *Elektrotechnische Zeitschrift*, 19 mai.

Nous avons indiqué, il y a environ 10 ans, une méthode pour la prédétermination de la chute de tension qui, grâce à sa simplicité et à sa commodité, a trouvé un grand nombre d'applications dans les projets et dans les essais d'alternateurs. Mais, au bout de peu de temps, il s'est trouvé, dans des nouveaux types de générateurs, d'assez grands écarts entre les chiffres calculés d'après cette méthode et les chiffres observés dans des mesures réelles ; d'une façon générale les valeurs calculées étaient plus grandes que les valeurs observées.

Le point caractéristique de la méthode est la détermination des diverses valeurs de l'impédance intérieure d'un générateur au moyen de la caractéristique en court-circuit calculée ou mesurée ; le produit de cette impédance par l'intensité du courant donne la valeur de la force contre-électromotrice. Le défaut de la méthode repose avant tout sur ce que l'on suppose la réluctance magnétique, pour une force magnétomotrice déterminée produite par les bobines inductrices à courant continu, indépendante de la force magnétomotrice de l'enroulement induit parcouru par un courant alternatif. Cette hypothèse est vraie tant que la réluctance magnétique elle-même reste approximativement constante, c'est-à-dire tant que la caractéristique à vide de la tension du générateur en fonction de l'excitation reste voisine d'une ligne droite ; elle reste encore plus ou moins justifiée pour des générateurs fortement saturés lorsque la saturation magnétique est amenée non par des champs de dispersion qui traversent les bobines inductrices mais par les bobines induites, ou lorsqu'une grande partie du champ magnétique des bobines induites n'atteint pas les bobines inductrices.

Plus tard, d'autres auteurs, particulièrement Rothert, ont indiqué une nouvelle méthode aussi simple et commode en pratique que l'ancienne. Cette seconde méthode utilise aussi la caractéristique en court-circuit et en déduit l'équivalent de la force magnétomotrice des bobines inductrices correspondant à une force contre-magnétomotrice déterminée des bobines induites.

Nous supposerons que la réluctance magnétique du système total reste constante lorsque la somme ou la différence de la force magnétomotrice des bobines inductrices et de la force magnétomotrice des bobines induites déduite de l'intensité de court-circuit restent constantes.

Cette hypothèse est justifiée tant que la réluctance magnétique du générateur reste approximativement constante et lorsque tous les champs produits par les bobines inductrices atteignent sans dispersion les bobines induites et que tous les champs des bobines induites coupent les bobines inductrices. Les valeurs de la chute de tension calculées d'après la seconde méthode sont généralement inférieures aux valeurs observées.

Les deux méthodes ont donc l'avantage d'être également commodes mais d'être toutes deux inexactes, la première par excès et la seconde par défaut. En 1900, à l'occasion de l'Exposition de Paris, nous avons indiqué dans une petite brochure « Sur le calcul des machines électriques » quels écarts existent entre les résultats de ces deux méthodes, et entre ces résultats et la réalité. Dans ce qui suit, nous allons nous efforcer de déterminer nettement les limites d'emploi et d'indiquer un moyen pour corriger simplement, en seconde approximation, les résultats trouvés par les deux méthodes. Nous ne

cherchons nullement à donner une solution rigoureusement scientifique du problème, mais seulement à faire un exposé commode et utile pour le praticien qui s'occupe de projets et d'essais d'alternateurs.

Ce qui suit se rapportera seulement au type de générateurs à courants alternatifs presque exclusivement adopté depuis quelques années avec inducteurs tournants et induit fixe. Le système magnétique d'un tel générateur peut toujours être décomposé en circuits magnétiques individuels constitués chacun par deux noyaux polaires partant des bobines parcourues par du courant continu, et deux bobines induites placées en face des premières et parcourues par du courant alternatif.

Nous simplifierons le cas en supposant la charge purement inductive.

Lorsque la chute de tension pour une charge purement inductive est exactement connue, la chute de tension pour une charge avec un autre facteur de puissance (cos φ) peut être facilement déterminée avec une bonne approximation, d'après les diagrammes connus.

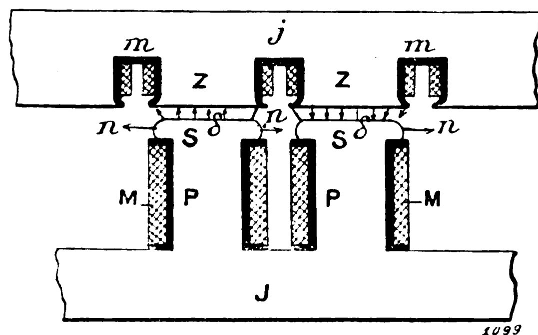


Fig. 1.

Dans la figure 1, PP représentent deux noyaux polaires réunis par la culasse J ; chaque pôle porte une bobine M contenant W tours de fil parcourus par un courant continu i_0. Les masses polaires S sont séparées par l'entrefer δ des dents z de l'armature entourées par les bobines m ayant w tours de fil. Ces bobines sont placées dans les encoches n. Les dents sont reliées entre elles par les culasses j formées par le fer de l'armature.

Représentons ce circuit magnétique dans la figure 2 par le schéma d'une distribution de courant dans laquelle, au lieu de forces électromotrices, nous envisageons les forces magnétomotrices des bobines et, au lieu des résistances, les réluctances magnétiques des diverses parties du circuit. Appliquons au flux magnétique les règles de Kirchhoff ; nous obtenons, comme l'ont maintes fois confirmé les vérifications pratiques, une image très nette du degré de saturation magnétique dans chaque partie.

A côté du circuit principal du système, qui traverse les bobines M et m, il faut tenir compte des différentes dérivations qui correspondent à la dispersion magnétique. En premier lieu, beaucoup de lignes de force passent par l'air en dehors des noyaux de fer et des dents, et contournent les bobines au lieu de les traverser. Nous désignerons cette dispersion par *dispersion frontale* ou *dispersion des côtés*, car elle se produit surtout sur les côtés du générateur.

Un second flux de dispersion, dérivé du flux qui traverse l'entrefer, passe entre les cornes polaires, d'une part, ou entre les pointes des dents, d'autre part.

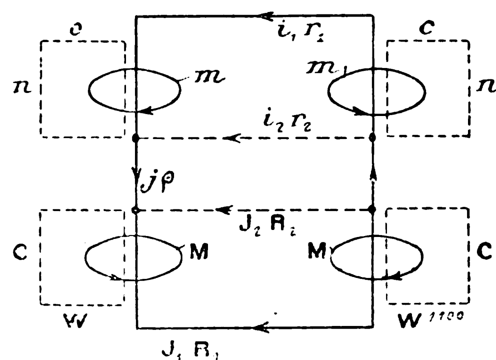


Fig. 2.

Dans la figure 2, le flux principal produit par les bobines M et m et passant par les noyaux P, la culasse J, l'entrefer δ, les dents z et la culasse j, est figuré par un trait plein formant un rectangle ; les circuits de dispersion sont figurés en pointillé.

Désignons par M la force magnétomotrice des bobines inductrices, par m celle des bobines induites, et supposons que m soit opposé à M. Soient J_1 le flux magnétique dans les noyaux polaires P et la culasse J, R_1 la réluctance magnétique, C le flux de dispersion de front, W la réluctance pour ce flux de dispersion. Soient J_2 le flux de dispersion existant entre les bords des pôles et ne traversant pas l'entrefer et R_2 la réluctance magnétique de ce circuit.

L'entrefer de réluctance ρ est traversé par le flux j. De même désignons par i_1 le flux dans les dents z et par r_1 la réluctance, par i_2 le flux de dispersion entre les bords des dents et par r_2 la réluctance, par c le flux de dispersion frontale avec la réluctance w.

La répartition du flux donne les équations suivantes :

$$i_1 r_1 + i_2 r_2 = m \quad (1)$$

$$J_1 R_1 + J_2 R_2 = M \quad (2)$$

$$i_2 r_2 + J_2 R_2 - j\rho = 0 \quad (3)$$

$$J_1 = J_2 + j \quad (4)$$

$$i_1 = i_2 + j \quad (5)$$

$$cw = m \quad (6)$$

$$CW = M \quad (7)$$

Ces équations peuvent être simplement résolues si l'on remarque que i_1 et i_2 sont par rapport à j, m, r_1 et r_2 ce que sont J_1 et J_2 par rapport à j, M, R_1 et R_2. Il est intéressant, pour calculer la chute de tension, de connaître les flux i_1 et c qui coupent les bobines induites, car ces flux déterminent la force électromotrice dans ces bobines, et le flux J_1 qui parcourt les noyaux polaires et la culasse de l'inducteur, car ce flux détermine la saturation magnétique et la réluctance magnétique.

Si l'on remarque que dans les machines utilisables, les réluctances magnétiques des circuits de dispersion doivent être très grandes en comparaison des réluctances du circuit principal, le quotient $\frac{R_1}{r_2}$ $\frac{\rho}{r_2}$ et les quotients semblables sont négligeables vis-à-vis de l'unité, et il vient :

$$R_0 i_1 = M - m\left[1 + \frac{\rho}{r_2} + \frac{R_1}{R_2} + \frac{r_1}{r_2}\right] \quad (8)$$

$$R_0 J_1 = M\left[1 + \frac{\rho}{R_2} + \frac{R_1}{R_2} + \frac{r_1}{r_2}\right] - m \quad (9)$$

$$R_0 = \left(1 + \frac{r_1}{r_2} + \frac{R_1}{R_2}\right)\rho + r_1 + R_1$$

R_0 représente la réluctance totale du circuit principal.

La force électromotrice engendrée dans les bobines induites est :

$$E = K\,(i_1 + c)$$
$$= \frac{K}{R_0}\left[M - m\left(1 + \frac{\rho}{r_2} + \frac{R_1}{R_2} + \frac{r_1}{r_2} + \frac{R_0}{w}\right)\right] \quad (10)$$

M est la force magnétomotrice ou le nombre des ampères-tours des bobines inductrices, multiplié par un coefficient connu, m la force magnétomotrice ou le nombre des ampères-tours des bobines induites multiplié par le même coefficient. M est donc proportionnel à l'intensité du courant excitateur et m à l'intensité du courant débité. Rassemblons l'expression :

$$1 + \frac{\rho}{r_2} + \frac{R_1}{R_2} + \frac{r_1}{r_2} + \frac{R_0}{w} \text{ sous la forme } (1 + \Delta_1)$$

Pour la marche à vide, $(i_1 + c)$ doit être calculé en faisant $m = 0$. On a alors

$$E = E_0 = K\,\frac{M}{R_0} \quad (11)$$

où R_0 est tiré de l'expression :

$$R_0 J_1 = M\left(1 + \frac{\rho}{R_2} + \frac{R_1}{R_2} + \frac{r_1}{r}\right) = M\,(1 + \Delta_2) \quad (12)$$

Les deux équations 11 et 12 déterminent la caractéristique à vide du générateur.

Lorsque l'induit est en court-circuit $E = 0$, d'où

$$(i_1 + c) = 0. \quad (13)$$

Cette condition est remplie lorsque

$$M_k = m_k\left(1 + \frac{\rho}{r_2} + \frac{R_1}{R_2} + \frac{r_1}{r_2} + \frac{R_0}{w}\right)$$
$$= m_k\,(1 + \Delta_k) \quad (14)$$

Le flux dans les noyaux polaires P est donné par

$$J_k R_0 = M_k\left(1 + \frac{\rho}{R_2} + \frac{R_1}{R_2} + \frac{r_1}{r_2}\right) - m_k.$$

On voit immédiatement que J_k, et par conséquent la saturation dans le système inducteur, reste très faible lorsque la dispersion reste relativement faible et que l'on peut poser approximativement dans le cas du court-circuit :

$$R_0 = \rho$$

d'où

$$\Delta_k = \frac{\rho}{r_2} + \frac{\rho}{w}.$$

Si m_k et M_k sont connus d'après les enroulements des bobines, la valeur de Δ_k peut être déduite de la caractéristique en court-circuit.

Revenons aux deux méthodes de détermination de la chute de tension que nous avons dé-

crites au début. La première méthode procède de la façon suivante :

La différence de potentiel aux bornes doit être donnée par

$$E' = E_0 \left(1 + \frac{m}{m_k}\right)$$

où E_0 représente la différence de potentiel à vide pour l'excitation en question M, et m_k la force magnétomotrice des bobines induites court-circuitées par l'excitation M.

m_k et E^0 sont des valeurs mesurées ou exactement calculées.

$\frac{m}{m_k}$ est égal au quotient de l'intensité de courant pour la charge considérée par l'intensité de courant en court-circuit pour l'excitation donnée M. Introduisons les valeurs tirées des équations (11) et (14) ; nous obtenons :

$$E' = K \frac{M}{R_0'} \left[1 - \frac{m}{M} (1 + \Delta_k)\right]$$

R'_0 correspond au flux J'_1 pour la marche à vide avec l'excitation M ; donc

$$J_1' = \frac{M (1 + \Delta_2')}{R_0'}$$

Mais, d'après l'équation (10)

$$E = \frac{KM}{R^0} \left(1 - \frac{m}{M} (1 + \Delta_1)\right)$$

$$J_1 = \frac{M (1 + \Delta_2) - m}{R_0}$$

la chute de tension n'est pas exactement proportionnelle à m, suivant que R_0, Δ_1 et Δ_2 varient.

Le défaut dans la détermination de E' en comparaison avec la valeur E dépend donc, d'une part, de la différence entre les réluctances magnétiques R'_0 et R_0 et, d'autre part, de la différence entre les valeurs de la dispersion Δ_k et Δ_1. Le premier défaut fait paraître la tension calculée trop faible ; le second la fait paraître trop forte.

Nous obtenons — comme cela résulte de la comparaison entre les diverses expressions — une correction simple approchée pour E' en formant :

$$E' = K \frac{M}{R_0'} \left[1 - \frac{m}{M} (1 + \Delta_k) \frac{R_0'}{\rho}\right] \qquad (a)$$

et ensuite

$$E'' = E' \frac{R_0'}{R_0''} \qquad (b)$$

où nous déterminons R''_0 d'après la caractéristique à vide pour l'excitation

$$M - \frac{m}{(1 + \varepsilon)}.$$

ε doit être pris à l'estime égal à Δ_2 ; on peut admettre comme valeur moyenne dans les machines modernes le chiffre 0,2 ; il faut tenir compte de ce que Δ_2 croît avec la saturation dans les noyaux polaires et dans les dents de l'armature.

A cette excitation correspond :

$$J_1''R_0'' M (1 + \Delta_2) - \frac{m (1 + \Delta_2)}{(1 + \varepsilon)}$$

tandis qu'il faudrait poser exactement :

$$J_1R_0 = M (1 + \Delta_2) - m$$

L'erreur est donc :

$$J_1R_0 - J_1''R_0'' = m (\Delta_2 - \varepsilon)$$

La première correction a où on a pris au lieu de Δ_k la valeur $\Delta_k \frac{R'_0}{\rho}$ peut aussi être déterminée facilement à l'extrême. Pour des saturations élevées, il faut prendre approximativement

$$\frac{R_0}{\rho} = 2.$$

La seconde méthode pour la détermination de la chute de tension suppose que la différence de potentiel aux bornes est

$$E' = \frac{K}{R_0'} \left[M - m (1 + \Delta_k)\right]$$

et le flux dans les noyaux polaires

$$J_1' = \frac{M - m (1 + \Delta_k)}{R_0'} (1 + \Delta_2),$$

tandis qu'en réalité

$$E = \frac{K}{R_0} \left[M - m (1 + \Delta_1)\right]$$

$$J_1 = \frac{M (1 + \Delta_2) - m}{R_0}.$$

L'erreur principale provient ici aussi de la

fausse valeur de R'_0, et, en réalité, la réluctance magnétique est plus grande et par conséquent la force électromotrice plus petite que les valeurs auxquelles conduit la méthode. Une seconde erreur provient de la différence de la dispersion d'armature Δ_k au court-circuit et de la dispersion réelle Δ_1 lorsque le système magnétique est saturé ; par suite de cette erreur, les chiffres trouvés sont trop élevés. Posons ici aussi pour une première correction :

$$E' = \frac{K}{R_0}\left[M - m\ (1 + \Delta_k)\ \frac{R_0}{\rho}\right]$$

$$E'' \doteq E'\ \frac{R_0'}{R_0''}$$

et déterminons R''_0 pour une excitation :

$$M - \frac{m}{1 + \varepsilon}$$

où nous prenons ε à l'extrême, par exemple $\varepsilon = 0{,}02$.

$$m = \sqrt{2}\ 1{,}5\ 60\ J.$$

L'exactitude du calcul de la chute de tension pour n'importe quelle autre intensité de courant avec n'importe quel autre décalage en partant de la chute de tension observée ou calculée pour une charge purement inductive dépend évidemment de la constance de la valeur R_0 et des coefficients de dispersion Δ_2 et Δ_1.

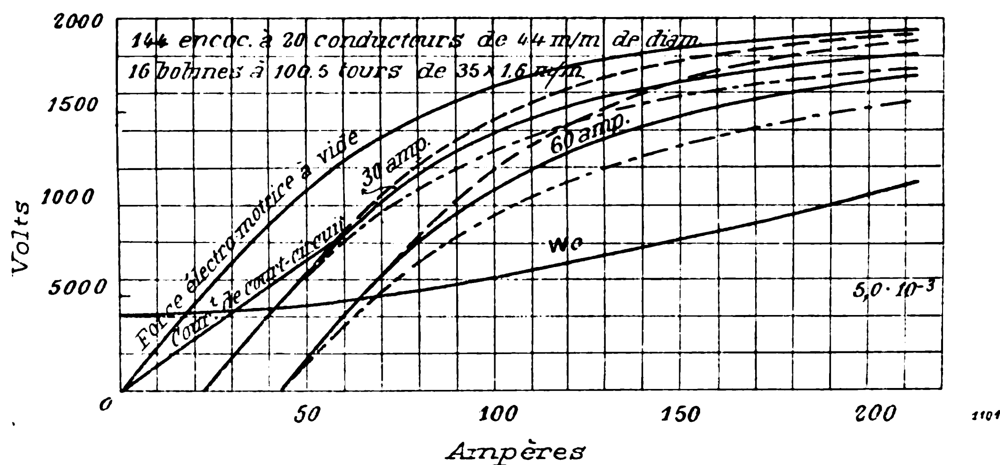


Fig. 3.

Nous allons montrer par un exemple pratique quelles sont les proportions réelles dans un générateur moderne bien dimensionné. Nous avons choisi les courbes caractéristiques observées d'un nouveau générateur triphasé des ateliers d'Oerlikon : 1 200 kilovolts-ampères, 14 000 volts, 375 tours, 50 périodes (fig. 3). On a noté la force électromotrice à vide en fonction de l'excitation, les intensités en court-circuit en fonction de l'excitation, et enfin, en mettant la machine en charge sur un moteur synchrone, les différences de potentiel aux bornes en fonction de l'excitation pour les intensités de courant constantes de 30 et de 60 ampères avec $\cos\varphi = 0$.

Les 4 courbes obtenues sont tracées sur la figure 3. Nous y avons ajouté une courbe W_0 correspondant à la valeur R_0 dans nos formules, exprimée en unités arbitraires, et représentant le quotient entre l'intensité du courant magnétisant et la tension observée à vide. Les courbes en trait-point indiquent les différences de potentiel aux bornes obtenues avec la première méthode et les courbes en traits interrompus les différences de potentiel aux bornes obtenues au moyen de la deuxième méthode. Les premières sont bien au-dessous et les deuxièmes bien au-dessus des valeurs réelles. Par conséquent, à partir de 15 000 volts, c'est-à-dire d'une intensité de courant d'excitation de 100 ampères environ, les noyaux polaires et surtout les dents de l'armature sont très fortement saturés.

Pour cette partie la valeur de Δ_2 prise à l'estime égale à 0,2 doit être exacte.

La valeur de Δ_k est obtenue par le calcul suivant : Chaque bobine inductrice porte 100,5 tours ; la bobine induite d'une phase porte, pour une

paire de pôles, 100 tours. En désignant l'intensité de courant excitateur par i_0, l'intensité efficace de courant de court-circuit et de charge par J, on doit poser approximativement

$$m = \sqrt{2} \cdot 1{,}5 \cdot J.$$

Pour $i_0 = 50$ le courant de court-circuit observé est $J = 70$.

On a donc

$$1 + \Delta_k = \frac{2 \cdot 100{,}5 \cdot 50}{\sqrt{2} \cdot 1{,}5 \cdot 60 \cdot 70} = 1{,}13$$

Faisons maintenant les corrections indiquées sur les valeurs calculées d'après les méthodes 1 et 2, et choisissons pour cela les points correspondant aux courants d'excitation de 100 et 200 ampères.

Pour 100 ampères, la différence de potentiel à vide observée est 16 300 volts ; pour 200 ampères elle est 19 100 volts.

D'après la première méthode on obtient pour un courant excitateur de 100 ampères, qui correspond à un courant de court-circuit de 140 ampères, et une charge de 60 ampères, la chute de tension

$$16\,300 \frac{60}{140} = 7\,000 \text{ volts.}$$

Donc $E' = 9\,300$ volts. La réluctance magnétique R'_0 correspondant à la marche à vide avec 100 ampères d'excitation est proportionnelle à la valeur W_0, et par conséquent égale à 61 unités.

Corrigeons d'abord la chute de tension de 7 000 volts dans le rapport

$$\left(1 + \Delta_k \frac{R_0}{\rho}\right) : (1 + \Delta_k).$$

ρ est égal à la valeur initiale de W_0, c'est-à-dire égal à 42 unités ; il faut donc, au lieu de 7 000 volts, soustraire la chute de tension

$$7\,000 \frac{1 + 0{,}13 \dfrac{61}{42}}{1{,}13} = 7\,400 \text{ volts.}$$

Nous obtenons ainsi :

$$E' = 16\,300 - 7\,400 = 8\,900.$$

Il faut encore corriger cette tension E′ en proportion de la réluctance magnétique correspondant à une excitation que nous devons déterminer d'après la formule :

$$M - \frac{m}{1 + \varepsilon}$$

où

$$M = 201 \cdot 100$$
$$m = \sqrt{2}\ 1{,}5\ 60\ 60 = 7\,600$$
$$\varepsilon = 0{,}2.$$

Cette excitation est égale à 13 800, correspondant à une intensité de courant

$$i_0 = 69 \text{ amp.}$$

Pour cette excitation on a

$$W_0 = R_0'' = 51.$$

La valeur calculée ci-dessus

$$E'' = 8\,900$$

doit être augmentée dans le rapport

$$\frac{R_0'}{R_0''} = \frac{61}{51}.$$

Cela donne 10 700 volts.

La valeur observée est 10 800 volts. La concordance est très bonne.

Le même calcul pour un courant d'excitation de 200 ampères donne

$$R_0' = 105$$

De plus

$$\left(1 + \Delta_k \frac{R_0}{\rho}\right) : (1 + \Delta_k) = 1{,}17$$

La chute de tension est donc en première correction 4 800 volts et l'on a

$$E' = 19\,100 - 4\,800 = 14\,300.$$

Pour l'excitation

$$M - \frac{m}{1 + \varepsilon}$$

on trouve 169 ampères et $R''_0 = 90$. On a donc

$$E'' = E' \frac{105}{90} = 16\,700.$$

La valeur observée est 16 600 ; la concordance est donc très bonne.

Corrigeons les valeurs obtenues au moyen de la seconde méthode pour les mêmes excitations.

A 100 ampères, on trouve avec cette méthode la force magnétomotrice

$$m\,(1 + \Delta_k) = 201.43\,;$$

l'excitation correspondante est 57 ampères. On a alors

$$E' = 11.900.$$

Pour faire les corrections, il faut augmenter les contre-ampère-tours dans le rapport

$$\left(1 + \Delta_k \frac{R_0}{\rho}\right) : (1 + \Delta_k) = 1{,}05.$$

Cela donne une excitation résultante de 55 ampères à laquelle correspond

$$E' = 11.600$$

et

$$R_0' = 48.$$

De plus, il faut déterminer R''_0 pour l'excitation

$$M - \frac{m}{1 + \varepsilon},$$

soit dans ce cas

$$100 - 31{,}5 = 68{,}5 \text{ amp.}$$

D'après les courbes

$$R_0' = 51\,:$$

donc

$$\frac{R_0'}{R_0''} = \frac{48}{51}.$$

Finalement

$$E'' = 11\,600\,\frac{48}{51} = 10\,900.$$

La valeur observée est 10900.

Pour le deuxième point à 200 ampères d'excitation, on obtient la première correction :

$$\left(1 + \Delta_k \frac{R_0}{\rho}\right) : (1 + \Delta_k) = 1{,}17.$$

Il faut diminuer 50 ampères d'excitation et l'on obtient :

$$E' = 18\,300.$$

La correction des réluctances magnétiques donne pour (200 — 50) ampères :

$$R_0' = 81$$

et pour (200 — 31,5)

$$R_0'' = 90$$

On a donc

$$E'' = E'\,\frac{R_0'}{R_0''} = 18\,000\,\frac{81}{90} = 16\,500.$$

La valeur observée est 16 600.

Nous avons trouvé de la même façon des concordances tout à fait bonnes des valeurs corrigées pour environ dix autres types de générateurs. On peut simplifier encore tout le calcul en prenant pour la première correction une valeur moyenne et en notant à côté de la courbe de court-circuit les diverses intensités d'excitation équivalentes avec les termes de correction.

Grâce à cette correction relativement simple, les résultats des deux méthodes sont donc en très bonne concordance avec les résultats d'observation et cette concordance doit confirmer les considérations théoriques, en particulier celles de Gisbert Kapp sur la façon de traiter les circuits magnétiques identiquement comme les circuits électriques.

E. B.

SOCIÉTÉS SAVANTES ET TECHNIQUES

INSTITUTION OF ELECTRICAL ENGINEERS

Traction électrique par courants alternatifs. — *Institution of Electrical Engineers.*

La question de l'emploi des courants alternatifs pour la traction électrique est en ce moment à l'ordre du jour.

Les cas les plus intéressants et les plus fréquents de cette application sont les suivants :

a. Tramways urbains et interurbains.

b. Chemins de fer aériens, souterrains et suburbains.

c. Embranchements et tramways légers.

d. Chemins de fer rapides et directs.

L'emploi du courant alternatif dans ces différents cas, peut se critiquer et se défendre. Il est presque inapplicable dans les deux premiers.

Quant aux deux derniers, les distances parcourues y sont assez grandes et les périodes d'accélération relativement insignifiantes ; les

PRINCIPALES DONNÉES	TYPE DU MOTEUR	
	Triphasé	Courant continu
Régime normal à 500 volts	80 HP	80 HP
Surcharge momentanée	200 »	160 »
Vitesse à 1 1/4 de pleine charge	717 tours par minute	650 tours par minute
» 1/1 »	725 »	710 »
» 3/4 »	732 »	790 »
» 1/2 »	739 »	940 »
» 1/4 »	745 »	1 250 »
Rendement à 1 1/4 de pleine charge	89 p. 100	86 p. 100
» 1/1 »	90 »	88,5 »
» 3/4 »	90,2 »	87 »
» 1/2 »	90 »	83 »
» 1/4 »	86,5 »	74 »
Facteur de puissance à 1 1/4 de pleine charge	85,5 »	—
» 1/1 »	83,5 »	—
» 3/4 »	78,5 »	—
» 1/2 »	66 »	—
» 1/4 »	45,5 »	—
Courant à 1 1/4 de pleine charge	113	174
» 1/1 »	92	134
» 3/4 »	73	103
» 1/2 »	58	72
» 1/4 »	44	41
Courant à vide	38	—
Poids net, (engrenages compris)	1,7 tonne	1,53 tonne
Longueur totale	47 pouces	38,5 pouces
Largeur »	48 »	44 »
Hauteur »	40 »	28 »
Longueur de l'entrefer	0,069 pouce	0,25 pouce
Coût relatif du moteur	1,25	1
» de 2 contrôleurs et des résistances	1,2	1

avantages sont donc plus apparents. Nous allons étudier comparativement aux moteurs à courant continu, les qualités et les défauts des moteurs à courants alternatifs.

Le tableau ci-dessous montre clairement le fonctionnement des deux sortes de moteurs. Le moteur triphasé a une excellente courbe de rendements, et à ce point de vue le moteur triphasé est tout aussi bon, à toutes charges, que le meilleur moteur à courant continu de même puissance aux bornes. Toutefois, le facteur de puissance à différentes charges à une valeur inférieure à la valeur correspondante pour les moteurs triphasés employés ordinairement, mais cela tient exclusivement a l'importance relativement grande de l'entrefer.

Le moteur en question a un induit de 17 pouces un quart de diamètre, et un entrefer de 0,04 pouce dans le cas d'un travail permanent. C'est, cependant, trop faible pour un service de chemin de fer, et en l'accroissant d'environ 75 p. 100, on exerce naturellement une grande influence sur le facteur de puissance. On voit, d'après le tableau, que, à pleine charge 83,5 p. 100, et à demi-charge 66 p. 100 du courant sont utilisables.

Le coût de l'équipement triphasé est considérablement supérieur à celui de l'équipement continu, et cela est dû, en grande partie, au prix élevé du système de contrôle des moteurs triphasés. La différence se porte non seulement sur le câblage, mais aussi sur les appareils accessoires, collecteurs, interrupteurs, appareils de protection, etc... indispensables dans le système triphasé. C'est le meilleur moteur au point de vue des dépenses d'entretien. Avec des entrefers de l'ordre indiqué ci-dessus, on n'a aucun ennui à craindre, si les paliers sont bien proportionnés et bien surveillés.

En ce qui concerne l'équipement, il faut dire qu'à côté des désagréments considérables du système triphasé au point de vue de la régulation de la vitesse, et la prise du courant à deux fils de trôlet ou plus, on a la compensation de

pouvoir employer de hautes tensions sur les moteurs, d'où une très forte économie sur les lignes de grande longueur. On est limité par la difficulté d'assurer l'isolement des inducteurs. Dans le cas des tramways légers et des chemins de fer directs à grande vitesse, tout le contrôle (sauf le renversement) se fait sur les induits; avec des arrêts peu fréquents et de longs trajets, c'est parfaitement praticable et il n'y a pas de difficulté aux stations terminus à couper le courant ou le renverser dans les inducteurs, au moyen des excellents interrupteurs à huile occupant peu de place et utilisés actuellement.

Mais, quoique les tensions de 3 000 et 6 000 volts soient employées sur les chemins de fer actuellement en service, (on a même fait des moteurs à 10 000 volts) on peut sérieusement critiquer l'emploi de ces tensions élevées. Le maintien de l'isolement dans les conditions de service des moteurs de tramways est difficile.

Sous l'action des vibrations et avec l'altération de l'isolement, avec la difficulté de se protéger de la poussière, l'humidité, l'huile, on admet que l'emploi de tensions plus grandes que 2 000 volts environ est en général une erreur.

Régulation de la vitesse. — Parmi les diverses méthodes proposées pour régler la vitesse des moteurs triphasés, deux seulement sont applicables au service des tramways : le contrôle rhéostatique et le contrôle en cascade. La première méthode est en usage sur toutes les lignes triphasées, à la Valteline, où le système en cascade a été adopté.

Contrairement aux moteurs série à courant continu, dont la vitesse se règle automatiquement, en concordance avec le couple que le moteur est appelé à fournir, le moteur triphasé (ou tout autre moteur asynchrone) possède la propriété inutile, en ce qui concerne le service de tramways, de supporter toutes les charges sensiblement à la même vitesse. Cette indépendance entre la vitesse et la variation de couple permet aux moteurs triphasés de gravir les pentes les plus fortes presque à la même vitesse qu'en palier; le résultat pratique en est que la station génératrice et les sous-stations doivent avoir une puissance en général de 30 p. 100 supérieure à celle d'une station à courant continu pour un profil donné d'une ligne donnée.

Une réduction de vitesse des moteurs dans les pentes au moyen du contrôle rhéostatique ne remplit pas évidemment son but; la puissance qui devrait être retranchée se trouve dissipée dans les résistances de l'induit, et le résultat est que, en même temps qu'une vitesse plus lente est obtenue, le rendement se trouve diminué proportionnellement.

L'introduction de résistances dans le circuit de l'induit est alors analogue à la régulation de la vitesse d'un moteur shunt, (travaillant avec une excitation de champ constante) au moyen de résistances dans le circuit de l'armature. Dans les deux cas, la méthode de contrôle de la vitesse est défectueuse et exige d'importantes et coûteuses résistances, qui doivent être convenablement ventilées, et pour lesquelles on trouve difficilement de la place sur les voitures. La méthode rhéostatique est donc inapplicable au point de vue économique. De plus, il ne faut pas que la charge des moteurs dépasse une valeur déterminée. Ainsi, sur une ligne ayant de fortes pentes, il faudra profiter de l'excellente capacité de surcharge des équipements triphasés pour faire travailler les moteurs sur la pente la plus forte à une tension bien supérieure à la pleine charge; mais l'accroissement du trafic se fera à l'aide de trains supplémentaires; l'addition de quelques voitures aux trains types arrêterait les moteurs sur les pentes les plus rapides. Voilà pourquoi les moteurs des bonnes locomotives de la ligne Burgdorf-Thun sont pourvus d'engrenages pour deux vitesses.

Un autre moyen est de travailler normalement avec une marge de tension suffisante pour permettre aux moteurs, en dépit des variations possibles de l'état de la voie et de la puissance à fournir, de supporter des charges occasionnelles considérables sur les plus fortes pentes. Cela prouve que la propriété la plus appréciable du moteur triphasé, c'est-à-dire sa grande capacité de surcharge, n'est pas complètement utilisée en service ordinaire, et qu'il s'agit des difficultés d'installation du moteur dans l'espace disponible.

Il ne faut pas non plus omettre la grande influence des variations de tension sur le fonctionnement des moteurs. Alors que le couple des moteurs à courant continu est indépendant des variations de tension, sur la ligne, le couple des moteurs triphasés varie comme le carré de cette tension. Par exemple, le moteur de 80 HP triphasé, mentionné ci-dessus, peut sans danger pendant quelques minutes fournir 200 HP à 500

volts ; à une tension de 7,5 p. 100 inférieure à 500 volts la puissance maxima tombe à

$$\text{Max. HP} = 200 \times \frac{(462)^2}{(500)^2} = 172$$

Il s'ensuit que les transformateurs qui fournissent le courant doivent être disposés le long de la voie de façon que, dans les côtes, la pleine charge soit maintenue aux moteurs dans les conditions de service ; il est même désirable que dans les plus fortes pentes le voltage soit supérieur. De plus, l'équipement du compartiment du wattmann doit comprendre un ampèremètre et un voltmètre dont les indications sont soigneusement notées par le wattman au départ.

Dans le cas des petits tramways et des trains directs à grande vitesse, impliquant un petit nombre de trains lourds, la variation de voltage à la station est forcément très importante. Il peut très bien arriver, par exemple, que la charge totale soit fournie tout à coup, puis tombe à une valeur insignifiante aussitôt après. Quand les trains sont en côte, ou démarrent des stations terminus, les moteurs doivent travailler sous la tension convenable, et la station génératrice, par conséquent, doit maintenir cette tension sur la ligne pendant le temps de charge maxima. Actuellement, à vitesse et excitation constantes, les meilleures génératrices triphasées ont des élévations de tension de 14 à 16 p. 100 avec un facteur de puissance de 0,8, dépendant des conditions de vitesse, tandis que les transformateurs ne règlent pas à mieux de 4 p. 100, dans les mêmes conditions. Si l'on admet une perte de 5 p. 100 dans les feeders et fils de trôlet, et une perte de 3 à 5 p. 100 par variation de vitesse des machines entre la pleine charge et la marche à vide, il s'ensuit que la tension sur la ligne peut varier par endroits de 30 p. 100 environ, avec une variation correspondante aux barres omnibus de la station génératrice.

Un exemple pratique des variations de tension nous est donné par la courbe ci-contre (fig. 1).

De telles variations de tension sont très critiquables, non seulement au point de vue des moteurs et de l'éclairage des trains, mais aussi pour les fatigues auxquelles est soumis l'isolement de tout le système. Heureusement on est arrivé à maintenir ces variations de tension dans des limites raisonnables au moyen du surcompoundage donnant des résultats satisfaisants comme dans le cas des génératrices à courant continu.

Puisque le couple du moteur asynchrone croît comme le carré de la tension, il s'ensuit qu'il y a un autre moyen de parer à l'inconvénient susmentionné : c'est de modifier les conditions temporaires de marche du moteur, en modifiant

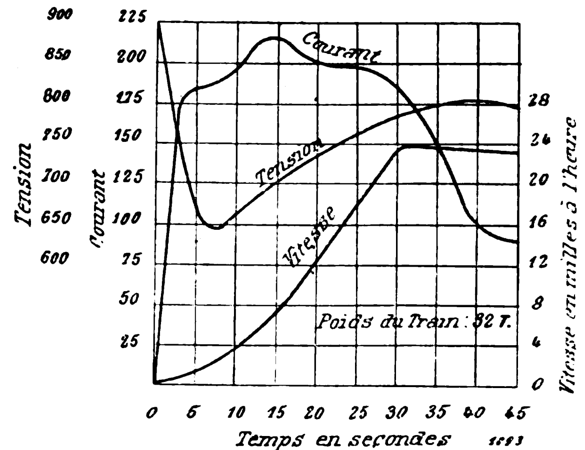


Fig. 1.

la tension du moteur dans les côtes et au démarrage soit au moyen d'un survolteur placé sur la voiture, soit en remplaçant le montage en étoile par le montage en triangle. Mais cela amène des complications et augmente les pertes dans le fer du moteur en diminuant le facteur de puissance.

En général, la puissance consommée dans un démarrage par un moteur triphasé est de 20 p. 100 environ supérieure à celle consommée par le moteur à courant continu correspondant, fonctionnant dans les mêmes conditions, avec contrôleur série-parallèle.

D'autre part, l'équipement à courant continu imprime une accélération initiale élevée, qui tombe lorsque la vitesse croît, tandis que l'accélération avec l'équipement triphasé est presque uniforme. Donc, pour la même accélération moyenne, la distance parcourue dans le même temps est bien plus grande avec le courant continu qu'avec le courant triphasé. Dans certains cas, les accélérations initiales élevées sont indispensables et si on emploie l'équipement triphasé, le contrôle rhéostatique est sans conteste inférieur à la méthode en cascade.

Le contrôle en cascade de deux moteurs triphasés mécaniquement reliés et qui tournent à la même vitesse quand ils sont en parallèle, est

analogue au système série-parallèle des moteurs à courant continu, en ce sens que la demi-vitesse peut s'obtenir sans l'emploi des résistances ; mais l'analogie ne va pas plus loin.

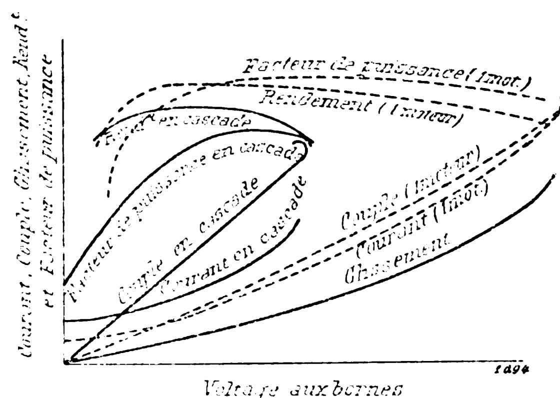


Fig. 2.

Les courbes ci-dessus (fig. 2) montrent ce qui se passe lorsque deux moteurs sont en cascade. On y a noté le couple, le courant, le rendement, le facteur de puissance et le glissement (en fonction de la charge des moteurs à tension constante) dans le cas de deux moteurs triphasés en cascade, et pour un seul d'entre eux travaillant normalement à vitesse double.

Sur le chemin de fer de la Valteline, voici le dispositif adopté : il y a quatre moteurs, deux primaires (3 000/330 volts) et deux secondaires (330/330 volts). Les moteurs secondaires ou à basse tension sont employés seulement du repos à la demi-vitesse, pendant l'accélération, et de la pleine vitesse à la demi pendant le freinage ; pendant le reste du temps ils tournent à vide, en dehors du circuit naturellement. On emploie des résistances pour les induits des moteurs primaires de la demi-vitesse à la pleine vitesse et dans les inducteurs des secondaires du repos à la demi-vitesse. Avec ce dispositif, on n'a pas besoin d'appareil auxiliaire pour faire atteindre au couple des quatre moteurs en cascade la même valeur à peu près que dans le cas de deux moteurs en parallèle.

Mais à côté des avantages du système, existent des inconvénients. Le rendement et le facteur de puissance, quand les moteurs fonctionnent en cascade, sont bien plus mauvais que quand ils travaillent en parallèle. A la Valtelline, le rendement à pleine charge des moteurs primaires est de 89,5 p. 100, celui des moteurs secondaires est de 90 p. 100, tandis que dans la marche en cascade à demi-vitesse, le rendement n'est que de 80 p. 100.

Les autres désavantages de ce système de contrôle sont, pour ainsi dire, mécaniques. Si, par exemple, tous les moteurs sont en service pendant la période de fonctionnement en parallèle, ils doivent tous être semblables, ce qui signifie que pendant la marche en cascade, les résistances séparées des induits devront s'employer pour les moteurs secondaires, et devront être calculées pour une tension égale à celle de la ligne. Par exemple, l'emploi des quatre moteurs à 3 000 volts nécessite quatre résitances séparées, à savoir : deux résistances convenables pour 3 000 volts et deux doubles pour 300 volts et pour courants intenses. En songeant que si le même couple est utile en cascade et en parallèle, le flux dans les inducteurs des moteurs primaires devra croître, on verra que l'équipement devient non seulement très compliqué, mais aussi très coûteux.

Toutefois, on s'efforce de perfectionner les traits caractéristiques des deux systèmes de contrôle, rhéostatique et en cascade, et d'insister sur leurs points faibles.

Moteurs monophasés. — Il y a actuellement quatre types de moteurs monophasés :

1. Moteurs asynchrones.
2. Moteurs série (Lamme, Finzi).
3. Moteurs asynchrones à répulsion (Arnold, Deri, Schüler).
4. Moteurs série à répulsion (Latour, Eichberg-Winter).

Nous décrirons en peu de mots la première classe de ces moteurs, car ils ne peuvent être directement appliqués à la traction électrique. Leur rendement et leur facteur de puissance sont moindres que pour les moteurs triphasés correspondants, leur vitesse ne peut pas être réglée dans les limites commerciales, leur capacité de surchage est relativement basse, et leur faculté de démarrage insignifiante. Le mieux que l'on puisse obtenir dans ce dernier cas, et dans de bonnes conditions de fréquence, est le couple à pleine charge avec 1 fois 3/4 le courant de pleine charge, avec l'aide d'une résistance d'induit et un bobinage convenablement calculé. De tels moteurs ne peuvent être employés qu'indirectement pour la traction, mais ils possèdent

l'avantage (contrairement aux moteurs des trois autres classes) de ne pas exiger l'emploi de commutateurs.

M. B.-J. Arnold a proposé l'emploi de ces moteurs pour la traction, avec l'aide d'un compresseur d'air, sur la voiture, dont le but serait de supprimer les difficultés de démarrage et de régulation de vitesse. Le moteur fonctionne toujours sous charge, celle-ci se composant de la voiture et du compresseur ou de ce dernier seulement. La Compagnie Oerlikon, d'autre part, a proposé l'emploi de moteurs asynchrones monophasés dans le cas de lourdes locomotives, le moteur travaillant au moyen d'un seul conducteur aérien à 15000 volts, et faisant partie d'un groupe moteur générateur à courant continu, porté par la locomotive, qui fournit le courant à des moteurs à courant continu séparément excités et placés sur les essieux des voitures. Quoique un certain nombre d'expériences aient été faites dans ces idées, il est difficile que de telles méthodes se généralisent.

Les moteurs monophasés de la seconde classe sont ceux que l'on connaît depuis plusieurs années sous la désignation de moteurs à pièces polaires en feuille de tôle; avant l'apparition des moteurs monophasés, un grand nombre en fut construit pour les lignes à 83 et 100 cycles alors existantes. Ils étaient construits presque de la même façon que les moteurs série à courant continu correspondants, la principale différence étant dans l'emploi des feuilles de tôle pour les pièces polaires.

Ces moteurs possèdent tous les défauts possibles pour un moteur à commutateur : bas rendement, échauffement, étincelles, et poids anormalement lourd pour leur faible puissance.

Ces moteurs restés à l'arrière-plan depuis 1893, ont récemment fait leur réapparition pour les tramways. En réduisant la fréquence à 15 ou 20 cycles, en étudiant soigneusement leur construction, on a obtenu une bonne imitation du moteur série à courant continu.

Voici quels sont les principaux inconvénients de ces moteurs :

1. *Étincelles.* — Les bobines, qui sont en court-circuit comme les segments du commutateur auquel elles sont reliées, passent sous un balai et sont le siège de courants induits très intenses lorsqu'elles sont traversées par le flux du champ. Les courants intenses, étant interrompus quand les segments quittent les balais, donnent de fortes étincelles; bien plus, ils tendent à démagnétiser le champ et nuisent à l'énergie.

Le remède est de connecter les bobines d'armature au commutateur au moyen de nickeline ou autres bandes résistantes (Finzi), ou d'employer un bobinage de Weston (deux bobinages indépendants, alternativement en circuit), de calculer convenablement la largeur et la qualité des balais, et de réduire la fréquence.

2. *Rendement relativement bas.* — Il est dû à ce fait que les pertes dans le fer et dans le cuivre sont considérablement supérieures à celles des moteurs à courant continu ou asynchrones correspondants. Dans ces derniers, il n'y a pas plus de la moitié du poids total de fer laminé qui soit traversé par un flux de pleine fréquence (vitesse voisine du synchronisme), tandis que dans le cas des moteurs série le poids total du fer actif est intéressé. De plus, par suite des grandes pertes dans les connexions du commutateur, dans les balais, etc., et à cause du facteur de puissance vraiment faible sous des courants de grande intensité, les pertes du cuivre sont accrues.

Une réduction de fréquence améliore les choses.

3. *Petit facteur de puissance sous de grandes intensités : réaction de l'armature.* — Le champ et les bobinages d'armature en série offrent une impédance au courant alternatif qui les traverse, et plus l'intensité du courant augmente, plus on reste au-dessous de la tension d'alimentation ; en d'autres termes, le facteur de puissance devient mauvais. En effet, il tombe d'une haute valeur sous charges faibles à zéro au repos.

En ce qui concerne le champ, le seul remède est de réduire la fréquence autant que possible ; quant à l'armature, si l'on remarque que c'est le flux de l'armature qui cause non seulement la force électromotrice induite dans l'armature, mais encore une réaction dans le champ, il est bon de le réduire au minimum. Cela peut se faire soit en saturant les pièces polaires (Lamme) soit en divisant par des fentes les pôles, suivant leur axe (Finzi).

Les moteurs série à courants continus ont une vitesse, un couple et autres courbes caractéristiques en général semblables à ceux des moteurs série à courant continu, sauf que les

valeurs maxima du courant et du couple ont lieu à un point relativement beaucoup plus voisin des valeurs normales.

Les moteurs de tramway de ce type nécessitent l'emploi de transformateurs portés sur la voiture, car ils ne travaillent qu'à basses tensions; le contrôle de vitesse se fait en faisant varier le rapport de transformation ; il est donc économique et compense son rendement faible.

Les moteurs de la troisième classe sont des moteurs mixtes; ils démarrent comme des moteurs à répulsion, et après avoir atteint une certaine vitesse, tous les segments des commutateurs sont mis en court-circuit et ils continuent à fonctionner comme moteurs asynchrones.

Les traits caractéristiques d'un moteur à répulsion sont sa faculté de démarrage et ses faibles qualités de régime de marche. Le rendement et le facteur de puissance sont bas, et pour une faible puissance aux bornes, le moteur est relativement lourd. Eu égard à cela, et spécialement en raison de ce que le changement peut être rapidement fait, il était naturel de le changer en moteur asynchrone à vitesse normale, car aux environs du synchronisme c'est le moteur monophasé qui travaille le mieux. M. Arnold obtient ce résultat en mettant en court-circuit les segments du commutateur par un dispositif centrifuge (en levant en même temps les balais) tandis que Deri change le nombre des pôles de l'induit d'une façon analogue. Dans les deux cas, la conversion est instantanément obtenue et est accompagnée de fluctuations de courant regrettables; il existe, en outre, un manque de souplesse qui exclut ces moteurs de la traction électrique.

Dans le moteur Schuler, cependant, la transition du système à répulsion au système asynchrone est presque imperceptible, car elle s'effectue à l'aide de bagues glissantes et d'une résistance d'induit montée en étoile, à travers laquelle le bobinage de l'induit est graduellement mis en court-circuit. Les balais du commutateur restent en court-circuit, et plus ou moins de courant passe à travers eux, suivant la manœuvre de la résistance; à vitesse normale, presque pas de courant ne les traverse, car les bobinages de l'induit, à cette vitesse, sont complètement mis en court-circuit sur les bagues. A des vitesses entre le repos et la vitesse de synchronisme, une partie du courant de l'induit passe à travers les balais de commutateur mis en court-circuit, et une partie à travers les résistances de l'induit; dans ces conditions l'induit travaille en partie comme dans un moteur à répulsion, et en partie comme dans un moteur asynchrone.

En somme, le moteur Schuler a la faculté de démarrer avec un grand couple, sans une consommation excessive de courant, et se prête à une régulation de vitesse sur un long parcours avec de plus faibles pertes dans les résistances de l'induit, que dans le cas d'un moteur triphasé travaillant dans les mêmes conditions. Son rendement, son facteur de puissance, et sa capacité de surcharge sont, toutefois, bien inférieures à ceux du triphasé, tandis que, au point de vue de la consommation, il est comparable au moteur-série et tout ce qui a été dit pour ce dernier lui est applicable.

Cependant, il ne peut être préféré pour la traction aux moteurs-série ou aux moteurs-série à répulsion. En tout cas, il a l'avantage sur le moteur-série de ne pas nécessiter l'emploi d'un transformateur. Son inducteur se construit comme celui d'un moteur triphasé avec une phase toujours hors d'usage, et la valeur limite de la tension doit être la même. Son induit, dont la construction correspond à celle d'un convertisseur, doit toujours travailler à basse tension.

La propriété de travailler directement sous de hautes tensions est celle des moteurs monophasés de la quatrième classe : moteurs Latour et Winter-Eichberg. Ces moteurs sont en partie à répulsion, en partie en série, et sont les plus intéressants; peut-être aussi ceux qui sont appelés au plus grand avenir parmi tous ceux que nous avons énumérés. Ils diffèrent en deux points importants de tous les autres moteurs-série, ou à répulsion : le facteur de puissance est presque constant dans toutes les conditions de fonctionnement, le flux du champ est produit par l'induit au lieu de l'inducteur, les ampères-tours de ce dernier étant inférieurs à ceux du premier.

La figure 3 montre les systèmes Latour et Winter-Eichberg, et l'on voit qu'il n'y a pas grande différence entre eux.

Les enroulements indiqués sur la figure correspondent aux moteurs-série à courant continu. Les induits de ces moteurs sont exactement

semblables à ceux des moteurs ordinaires asynchrones. Latour, cependant, préfère disposer l'enroulement de façon à former un circuit fermé ; il y a aussi deux chemins parallèles parcourus par le courant monophasé. Les induits sont simplement des armatures à courant continu spécialement calculées avec des commutateurs de grandes dimensions de plusieurs segments ; ces commutateurs sont disposés pour travailler à 200 volts ou moins entre les balais et peuvent être modifiés lorsqu'on emploie le transformateur de Winter et Eichberg.

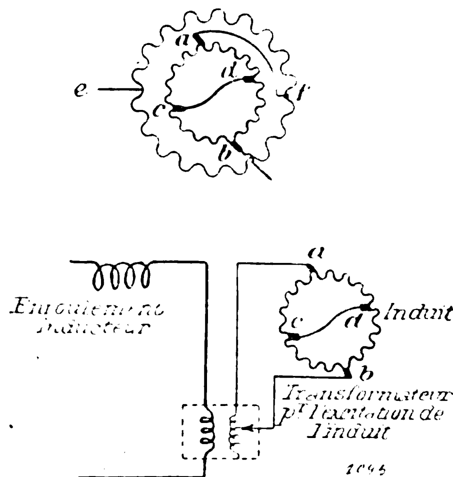


Fig. 3.

Considérons, par exemple, la figure A avec les balais a et b soulevés et un courant monophasé parcourant l'inducteur seulement. Nous aurons un moteur à répulsion dont la caractéristique sera d'avoir un excellent couple de démarrage, qui décroît avec la vitesse, et une parfaite commutation à la vitesse de synchronisme. Comme nous l'avons dit, le facteur de puissance d'un tel moteur à répulsion est très bas, et malgré les dispositifs adoptés, le moteur donne toujours des étincelles au-dessous du synchronisme. Ces défauts disparaissent complètement, cependant, lorsque l'armature, ayant des balais c, d, en court-circuit, reçoit le courant du circuit extérieur par l'intermédiaire des balais a et b placés à angle droit des balais c et d ; ce dispositif donne un moteur-série à répulsion. Le moteur a alors un facteur de puissance presque égal à 1 à toutes charges, un couple de démarrage égal à celui d'un moteur triphasé, mais sans nécessiter de résistances, une variation de vitesse possible dans de larges limites, en faisant varier la tension aux balais a et b, et une excellente commutation. Dans des conditions déterminées d'alimentation, la vitesse et le couple ont en général des valeurs semblables à celles d'un moteur-série à courant continu. La seule différence entre le moteur Latour et celui de Winter et Eichberg, en dehors des détails de construction, est que dans ce dernier l'induit est indirectement en série avec l'inducteur, comme on le voit sur la figure. L'emploi du transformateur pour alimenter les balais a b permet de faire travailler l'inducteur à la tension totale de la ligne ; il n'y a plus de transformateur sur la voiture.

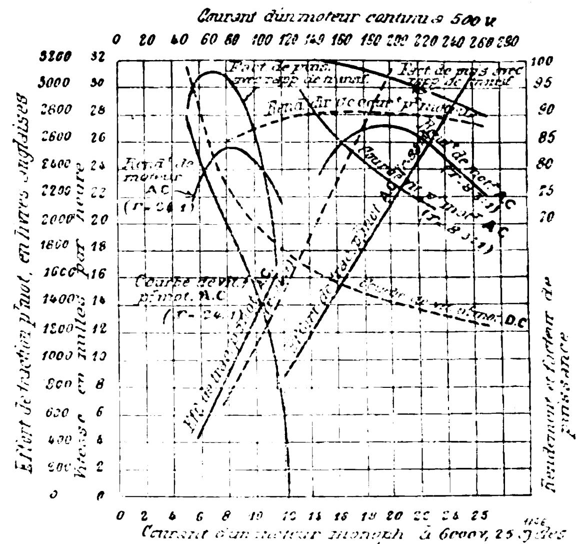


Fig. 4.

La figure 4 donne les résultats de quelques essais qui furent faits par l'Union Company sur une voiture d'épreuve équipée avec des moteurs Winter et Eichberg.

On ne peut donc, en résumer, pas affirmer que l'un ou l'autre de ces types de moteurs de tramways monophasés prévaudra éventuellement et remplacera les autres ; mais on peut constater que d'importants progrès ont été réalisés dans cette nouvelle direction et font espérer que la modification de certaines idées actuellement admises permettra de nouveaux perfectionnements dans l'avenir. L. M.

Le Gérant : Ch. COINTE.

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES TRANSFORMATIONS

Électriques — Mécaniques — Thermiques

DE

L'ÉNERGIE

PROGRÈS RÉCENTS RÉALISÉS DANS LES MOTEURS-SÉRIE

A COURANTS ALTERNATIFS MONOPHASÉS

Le véritable pionnier dans le champ des moteurs à collecteurs à courant alternatif a été M. Rudolf Eickemeyer de Yonkers (États-Unis), qui dès 1891 avait compris l'importance de ces moteurs pour la traction électrique, et les principales conditions de construction à réaliser.

C'est ainsi que pour améliorer le facteur de puissance, en réduisant la force électromotrice de self-induction, par rapport à la force électromotrice induite par la rotation, il faut augmenter considérablement le nombre de spires de l'induit par rapport à celui de l'inducteur, en le portant jusqu'à quatre fois ce dernier, au lieu de l'égalité (valeur déjà élevée pour les moteurs à courant continu). En même temps, il avait su neutraliser la self-induction de l'armature par l'emploi de bagues en cuivre massif, formant un circuit secondaire fermé autour de l'armature et présentant une section totale de cuivre plus de quatre fois celle de l'induit. M. Steinmetz, qui était, à cette époque le collaborateur de Eickemeyer; a publié récemment [1] les résultats d'essais obtenus en 1892 sur un de ces moteurs (fig. 1). Ce moteur était à 8 pôles, 200 volts et 80 périodes. Aux environs du synchronisme il présentait un facteur de puissance de près de 90 p. 100. La commutation était bonne à 85 périodes et excellente à 33. Les circuits compensateurs de Eickemeyer, destinés à supprimer la réaction transversale de l'induit, étaient soit fermés sur eux-mêmes, soit intercalés en série dans le circuit principal.

Un certain nombre de moteurs de traction de ce type furent étudiés ; mais cette cons-

[1] Institut américain des ingénieurs électriciens, 29 janvier 1904. Les moteurs des chemins de fer à courant alternatif. par C.-P. Steinmetz.

truction n'eut pas de suite à cette époque à cause des fréquences très élevées (125 à 123 périodes) qui étaient alors de règle ; la fréquence de 60 périodes était alors une exception et celle de 25 était tout à fait inconnue.

Depuis quelque temps, la question des moteurs monophasés à collecteur a été reprise de différents côtés, comme on le sait, avec beaucoup d'activité ; ce mouvement a son origine dans la difficulté que l'on éprouve à étendre le rayon d'action des réseaux de traction électrique, et le désir qu'on a de s'affranchir des sujétions et des dépenses qu'occasionnent les systèmes de sous-stations à convertisseurs tournants.

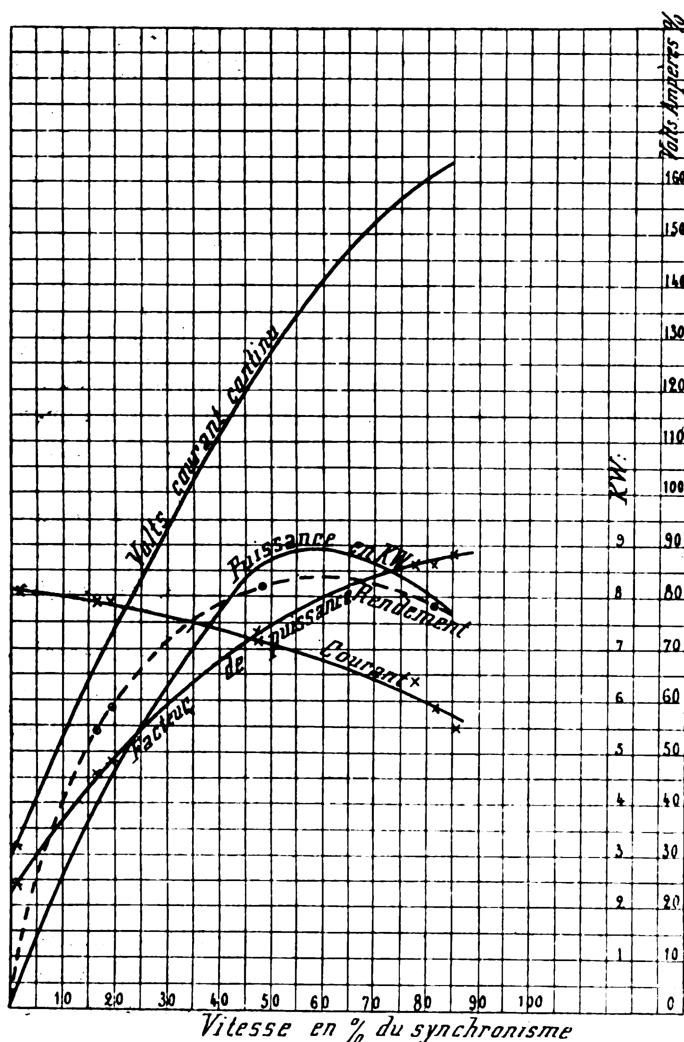


Fig. 1.

Le premier inventeur qui ait réussi à réaliser un moteur de traction à courant monophasé fonctionnant avec succès semble être M. Lamme qui a perfectionné le moteur en série pour le compte de la Compagnie Westinghouse, en vue d'applications à la traction sur une ligne de 73 km (chemin de fer de Washington, Baltimore, Annapolis). Cette application, du reste, n'a pu être réalisée par suite d'embarras financiers de la Société exploitant le chemin de fer.

Il a présenté en octobre 1902 les premiers résultats de ses recherches à l'Institut américain des ingénieurs électriciens ; mais c'est plutôt dans les brevets qui ont été pris pour ce système que l'on trouve des renseignements techniques le concernant, et dont on va se servir dans ce qui suit. Des dispositions tout à fait analogues ont été imaginées à peu près à la même époque et indépendamment par M. Finzi, ingénieur à Milan, qui a exécuté également d'intéressants essais dont il a rendu compte récemment à la Société internationale des Electriciens [1].

Comme on le sait, les inconvénients du moteur série résultaient principalement de la forte self-induction et de la mise en court-circuit des bobines par les balais dans un champ alternatif intense produit par les sections de l'induit. De ce dernier phénomène il résulte que la force électromotrice de commutation est accompagnée d'une force électromotrice d'induction souvent très considérable, et qui dépasse celle qu'on admet d'ordinaire. L'em-

[1] Voir *L'Éclairage Électrique* du 5 décembre 1903.

ploi des balais en charbon est venu fort à propos améliorer les conditions de la commutation; mais malgré tout il n'aurait pas suffi si l'on n'avait, en outre, changé les proportions ordinairement admises des moteurs. Le mérite en appartient, après Eickmeyer, à MM. Lamme et Finzi, qui ont su bien comprendre et exposer les principes d'après lesquels doit être construit le moteur série à courant alternatif.

1° Tout d'abord les inducteurs doivent être en fer feuilleté (comme on le sait depuis longtemps); ce n'est pas une sujétion grave, puisqu'on emploie déjà ce mode de construction pour beaucoup d'alternateurs et même pour certains moteurs de tramways à courant continu.

2° Pour diminuer la self-induction, il convient, en premier lieu, de conserver les artifices décrits antérieurement, à savoir, les enroulements compensateurs disposés sur le stator en opposition aux contre-ampères-tours de l'induit (comme dans les systèmes Ryan et Déri) ou des enroulements mis simplement en court-circuit (comme dans les systèmes Déri et Stanley). Mais il faut encore modifier les proportions ordinairement admises entre les ampères-tours de l'inducteur et de l'induit, et les nombres de pôles des moteurs.

En effet, les moteurs en série sont le siège de trois forces électromotrices principales (en supposant les balais calés à la ligne neutre) la force électromotrice de self-induction du stator, celle du rotor et la force électromotrice induite dynamiquement dans ce dernier par la rotation. La première dépend du nombre de spires N du stator, et du flux Φ du moteur et elle est proportionnelle à la fréquence du réseau f; la seconde est à la première dans le rapport des 2 self-inductions; la troisième est proportionnelle au flux inducteur Φ, au nombre n de fils périphériques de l'induit et à la vitesse des pulsations développées dans l'induit, laquelle est proportionnelle elle-même au nombre de pôles $2p$ et à la vitesse angulaire du moteur exprimée en nombre de tours par seconde α.

Si l'on annule ou qu'on rende tout au moins négligeable la self-induction transversale produite par l'induit comme on l'indiquera plus loin il ne reste plus en présence que la première et la troisième forces électromotrices dont le rapport λ peut se mettre immédiatement sous la forme

$$\lambda = C\frac{Nf\Phi}{2p\alpha\frac{n}{2}\Phi} = \frac{CfN}{2p\alpha\frac{n}{2}} = \frac{Cf(NI)}{2p\alpha\left(n\frac{I}{2}\right)}$$

C étant une constante et I l'intensité de courant.

Pour le réduire on devra faire autant que possible p et α grands, NI et f qetits, nI grand, c'est-à-dire qu'on devra donner au moteur un grand nombre de pôles, le faire alimenter par un réseau à basse fréquence, mettre peu de spires sur les inducteura et augmenter les ampères-tours sur le rotor.

En ce qui concerne ce dernier point, on est limité par la distorsion du champ: celle-ci est réduite ou compensée par les artifices décrits ci-dessous, mais néanmoins on ne peut d'après l'expérience de M. Lamme ([1]) descendre pour le rapport $\frac{NI}{\frac{nI}{2}}$ au-dessous de la valeur 0,5; et il y a avantage à maintenir ce chiffre entre 0,5 et 0,75; une bonne valeur moyenne est 0,625. Or la constante $\frac{C}{2}$ pour un moteur bobiné en parallèle a, d'après M. Lamme, une valeur empirique sensiblement égale à $\frac{1}{0,625}$ d'où résulte la relation empirique simple.

$$\frac{\text{Force électromotrice de champ}}{\text{Contre force électromotrice d'armature}} = \frac{f}{p\alpha} = \frac{\text{fréquence du réseau}}{\text{fréquence de l'induit}}$$

([1]) Cf brevet français n° 323 095.

ce qui détermine le nombre de pôles à adopter. En pratique, le rapport précédent a une valeur voisine de 1/3. C'est ainsi que M. Lamme adopte 8 pôles pour un moteur à 700 tours alimenté par un réseau de 1 000 périodes par minute (16,66 par seconde) et 12 pôles pour un moteur tournant à la même vitesse sur un réseau à 1 000 périodes par minute (25 par seconde).

Un élément très important à considérer dans la construction du moteur est la saturation plus ou moins grande des inducteurs: il va de soi qu'on ne peut songer à saturer tout le système inducteur, par suite des pertes considérables d'énergie qui en résultent par hystérésis et courants de Foucault. Aussi doit on se borner à une saturation des pièces polaires. Si le moteur n'est pas du tout saturé, le couple croît évidemment proportionnellement au carré du courant.

C'est là une condition favorable pour l'alimentation des moteurs de traction, mais elle conduit à l'emploi de moteurs assez lourds, et, en outre, elle présente l'inconvénient que la vitesse diminue trop vite aux fortes charges, puisque la force électromotrice de self-induction croit rapidement et n'est pas limitée. Au contraire, le couple se trouve limité par la diminution de la force électromotrice disponible, qui est la différence vectorielle entre la tension aux bornes et la force électromotrice de self-induction. Ce fait est mis, par exemple, en évidence par un graphique donné dans la théorie de M. Blondel [1].

Au contraire, si le moteur était saturé complètement (cas qui n'est pas pratique à cause des pertes énormes qui en résultent par hystérésis et courants de Foucault) le champ inducteur deviendrait constant à partir de ce moment, le couple serait proportionnel simplement au courant, mais pourrait croître indéfiniment parce que la force électromotrice de self-induction des inducteurs resterait sensiblement constante, et qu'on peut toujours atténuer beaucoup celle de l'armature. Le moteur présenterait des avantages sérieux au point de vue du facteur de puissance et de la faible variation de vitesse relative; mais ils ne seraient pas aussi favorables pour la traction, parce qu'il y aura intérêt pour celle-ci à faire varier le couple en raison inverse de la vitesse.

Entre ces deux types extrêmes, qui ne sont pratiques ni l'un ni l'autre, on peut réaliser toute une série de conditions de fonctionnement intermédiaires utilisables; on peut en particulier améliorer le premier type, en limitant la self-induction de telle sorte qu'elle reste faible en charge par rapport à la force électromotrice développée par la rotation, et en diminuant la self-induction de l'armature.

MM. Lamme et Finzi obtiennent tous deux ce résultat par des moyens analogues, c'est-à-dire en saturant les pôles inducteurs et y pratiquant des fentes radicales destinées à limiter magnétiquement la réaction transversale de l'induit; mais ils disposent différemment ces fentes. M. Lamme emploie des pièces polaires peu saillantes et percées de rainures ou trous sur toute la profondeur de la saillie, comme le montrent les figures. Ces rainures sont de préférence fermées complètement ou munies de très faibles ouvertures de façon à ne pas diminuer la surface d'entrefer, on évite ainsi d'être conduit à forcer les ampères-tours d'excitation. En même temps, la carcasse inductrice est échancrée, suivant le procédé déjà bien connu, comme le montre la disposition de l'enveloppe extérieure 27, de façon à étrangler le flux transversal qui tend à passer dans la carcasse, entre l'enveloppe et l'entrefer.

Cette disposition fait apparaître la saturation très brusquement à partir du moment où les dents sont très fortement saturées; on a soin que ce soit en général au delà de la valeur du courant normal. La réluctance du circuit d'excitation étant concentrée principalement au voisinage immédiat de l'entrefer n'est pas très élevée en valeur absolue; en même temps

(1) *L'Éclairage Électrique*, novembre 1903.

elle sert utilement à réduire la réaction transversale. Pour affaiblir celle-ci encore davantage, il faut empêcher le passage des lignes de force transversales dans l'espace compris entre les encoches précédentes, et l'enveloppe extérieure du moteur; dans ce but, M. Lamme emploie les dispositions indiquées par les figures 8 et 9, c'est-à-dire qu'il ménage une encoche plus profonde 21 dans laquelle on dispose un conducteur métallique plein formant écran, ou une boucle métallique fermée sur elle-même; le mieux est de former par le conducteur passant dans cette encoche un circuit embrassant la carcasse de tôle elle-même, de façon à

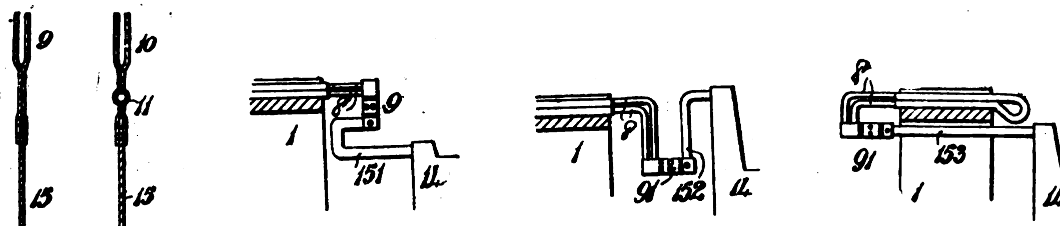


Fig. 2, 3, 4, 5 et 6.

produire par induction dans le circuit fermé les contre-ampères-tours nécessaires pour empêcher le passage des lignes de force transversales dans les tôles et même dans l'enveloppe.

M. Finzi ne croit pas nécessaire d'employer ces carcasses, ni ces écrans pour détruire la self-induction transversale par réaction électrique, et il juge suffisantes les dispositions magnétiques.

Le moteur Finzi se distingue plus particulièrement par la forme de ses pièces polaires (1). Comme le moteur Lamme, et pour les mêmes motifs, il a un grand nombre de pôles, des balais étroits (de largeur égale à une touche du collecteur plus les isolants) et des résis-

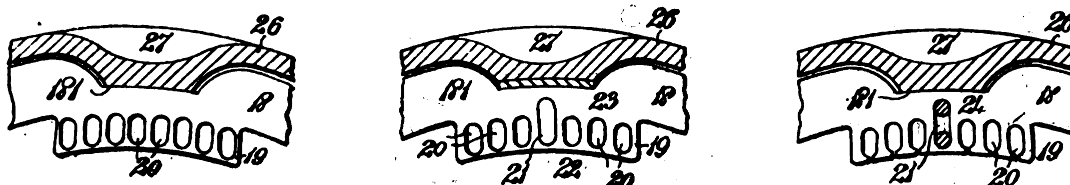


Fig. 7, 8 et 9.

tances additionnelles dans les jonctions; la forme de celles-ci ne nous est pas connue. Mais l'inventeur s'est surtout préoccupé de réduire la self-induction de l'armature et de réaliser un champ de commutation assez intense. Il obtient le premier résultat en rétrécissant les pôles comme le montre la figure 10, beaucoup plus que dans un moteur à courant continu (fig. 11) de façon à ne couvrir qu'une faible section de la surface de l'armature, au lieu de la proportion ordinaire de 0,66 à 1, du pas interpolaire. En outre, comme on le voit sur la droite de la figure 10, les pôles sont fendus (comme on le fait déjà, du reste, pour des moteurs à courant continu en vue de réduire la réaction transversale, suivant un dispositif un peu différent de celui de Lamme; cette disposition élargit un peu, il est vrai, le pôle, mais l'avantage est réalisé.

Le second résultat est obtenu en donnant aux angles des pôles des formes arrondies, par

(1) Voir brevet anglais n° 17 185 de 1903, de Finzi et Korrodi.

exemple *cd* de la figure 12-13, de façon à produire un fort champ de dispersion entre les pièces polaires pour produire la commutation sans qu'il soit nécessaire de déplacer les balais quelle que soit la direction de rotation de l'induit.

Ces dispositions qui paraissent très simples et efficaces peuvent être évidemment combinées en partie avec celles décrites par M. Lamme. L'expérience démontrera quelles sont les meilleures et les plus efficaces pour les moteurs de grande puissance.

Pour M. Latour [1], les conditions à remplir pour la bonne construction d'un moteur série, sont notablement différentes : il préconise l'emploi d'un inducteur bobiné comme un stator de moteur d'induction, avec ses deux branches en parallèle, connecté d'autre part transversalement en leur milieu par un conducteur de court-circuit, reliant les points équipotentiels et qui, par conséquent, n'est le siège d'aucun courant provenant du réseau. Le diamètre de commutation des balais est dirigé suivant le même diamètre, (dans l'hypothèse d'un moteur bi-polaire) ; il s'ensuit que le flux de réaction de l'induit se trou-

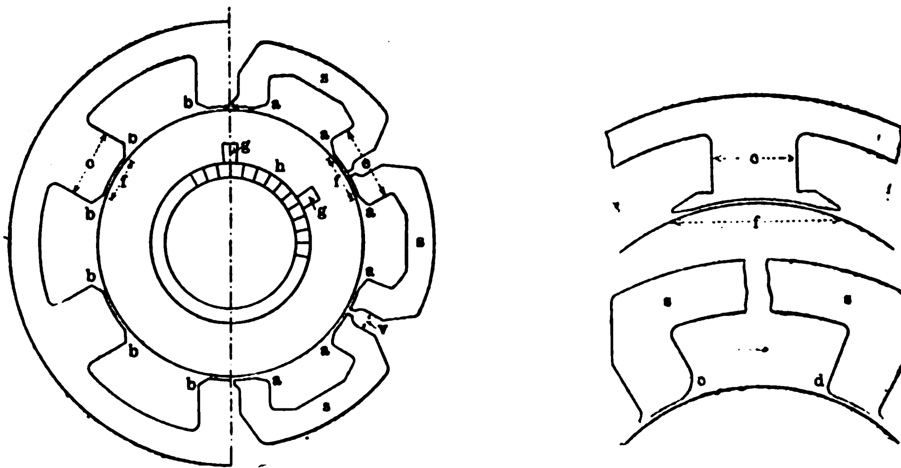


Fig. 10, 11, 12 et 13.

vera anéanti à toute vitesse par simple induction statique dans le circuit inducteur, sans ajouter d'enroulement compensateur spécial ; mais il en résulterait une inégalité de courant dans les quatre parties de l'enroulement inducteur, et par suite des différences d'échauffement, qui exigeraient des diamètres différents pour les différentes sections de l'inducteur et par suite une utilisation incomplète des encoches les moins chargées.

Pour obtenir un bon couple de démarrage, on ferait l'entrefer aussi faible que possible, exigeant peu d'ampères-tours pour la production du champ, et on réduirait au minimum les fuites, par l'emploi d'un grand nombre d'encoches sur le stator. La forme du bobinage continu présente d'ailleurs l'avantage qu'il donne moins de fuites (c'est-à-dire un plus faible coefficient ν) que dans un inducteur à pôles saillants, pour lequel on sait que ν est de l'ordre de 1,10 à 1,20.

Pour le même auteur, l'artifice des ingénieurs américains qui consiste à donner au stator une polarité double ou triple de celle qui correspondrait en vitesse normale à la marche synchrone du moteur par rapport à la fréquence du courant d'alimentation n'est qu'un simple paradoxe, parce que, dit-il, dans un moteur admettant un nombre de tours par minute et un diamètre d'alésage déterminés le nombre des pôles reste sans influence

[1] *Bulletin de la Société internationale des électriciens*, 3 juin 1903.

dans de larges limites sur le facteur de puissance; ce dernier dépend surtout de la fréquence d'alimentation. Il n'y a d'avantage à avoir un petit nombre de pôles qu'au point de vue de la commutation, pour pouvoir augmenter le nombre de lames par pôles. En particulier si la fréquence d'alimentation n'est que de 15 à 25 périodes, il n'y aurait pas d'intérêt à dépasser le nombre de pôles correspondant à la marche synchrone. Mais cette manière de voir ne paraît pas tenir compte du fait que la self-induction de l'induit, qui n'est jamais complètement annulée, par des artifices d'étouffement, varie en raison inverse du nombre des pôles; à ce point de vue les idées des ingénieurs américains ne paraissent donc pas inexactes.

Les caractéristiques de vitesse et de couple pour un moteur Lamme de la Société Westinghouse (ateliers du Havre) sont analogues à celles d'un moteur à courant continu, mais avec une variation de vitesse plus rapide; le facteur de puissance et le rendement sont remarquables dans l'étendue des régimes ordinaires.

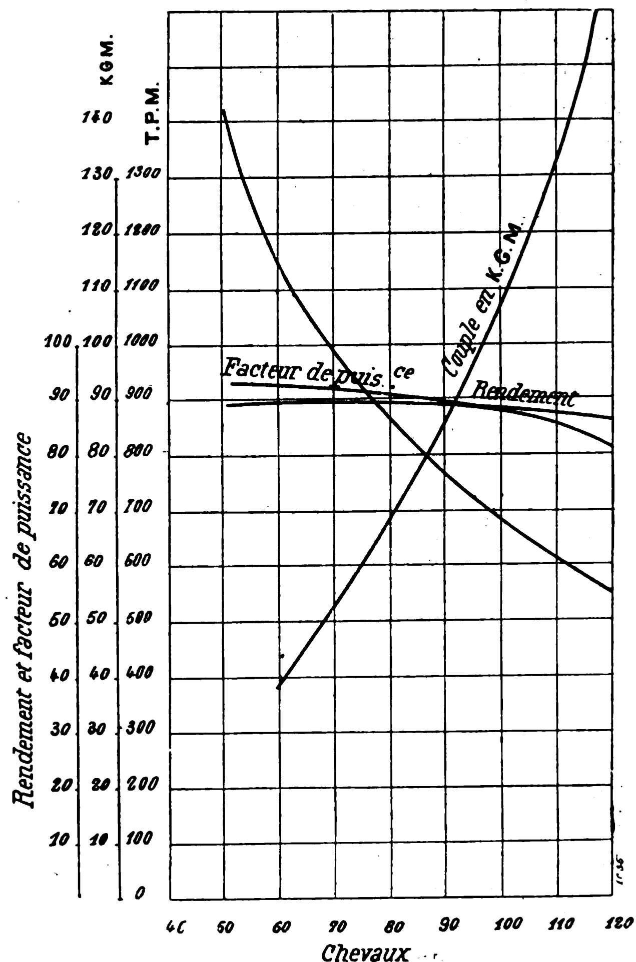


Fig. 14.

La grande difficulté qui subsiste dans tous les cas, même quand on a détruit la self-induction transversale, est celle des courants de court-circuit trop violents produits, dans les spires, fermées sur elles-mêmes sous des balais, par les pulsations du champ inducteur. On ne connaît pas de procédés vraiment bien satisfaisants pour les supprimer, et MM. Lamme et Finzi paraissent avoir adopté encore les plus pratiques en s'en tenant à la vieille méthode d'addition de résistance entre les spires de l'induit et le collecteur, en même temps qu'à une extrême division de l'enroulement induit. En multipliant les éléments du collecteur et les encoches du rotor, on arrive à n'employer qu'une spire par section entre touches de collecteur, et en plaçant plusieurs sections dans les mêmes encoches, comme le montre par exemple le schéma des bobinages du moteur Lamme (fig. 13). Dans cette disposition pendant le court-circuit le courant induit statiquement est réduit par la résistance totale qui comprend celle des spires, celle des balais et de deux résistances additionnelles; on peut régler celles-ci de manière que le courant ne dépasse pas le double de sa valeur normale. Les figures 2, 3, 4, 5 et 6 indiquent comment ces résistances exécutées en maillechort, sont disposées, par exemple, dans les moteurs Lamme; les connecteurs 9 et 10 sont réunis aux diverses barres du commutateur 14 par les résistances 15 qui ont la forme de bandes, disposées de manière à être facilement placées dans l'espace disponible, et maintenues solidement indépendamment les unes des autres, tout en étant suffisamment ventilées. Comme le montre la

figure 15 les conducteurs 15 sont repliés en forme d'U ; leurs extrémités sont maintenues en place par des frettes 16 sur une bande isolante 17 qui les sépare du manchon 3 sur lequel est enfilé l'armature. La figure 7 indique une variante de l'U dont un bras est plus long que l'autre pour permettre les connexions avec les barres du commutateur, et dont les deux bras sont approximativement parallèles à l'axe d'armature. Sur la figure 8 les résistances supplémentaires 15 ont une partie principale perpendiculaire à l'axe de l'armature, et sont prolongées par une attache recourbée à angle droit, et dans laquelle viennent s'engager les connecteurs 91 auxquels sont soudés les conducteurs 8. Dans le

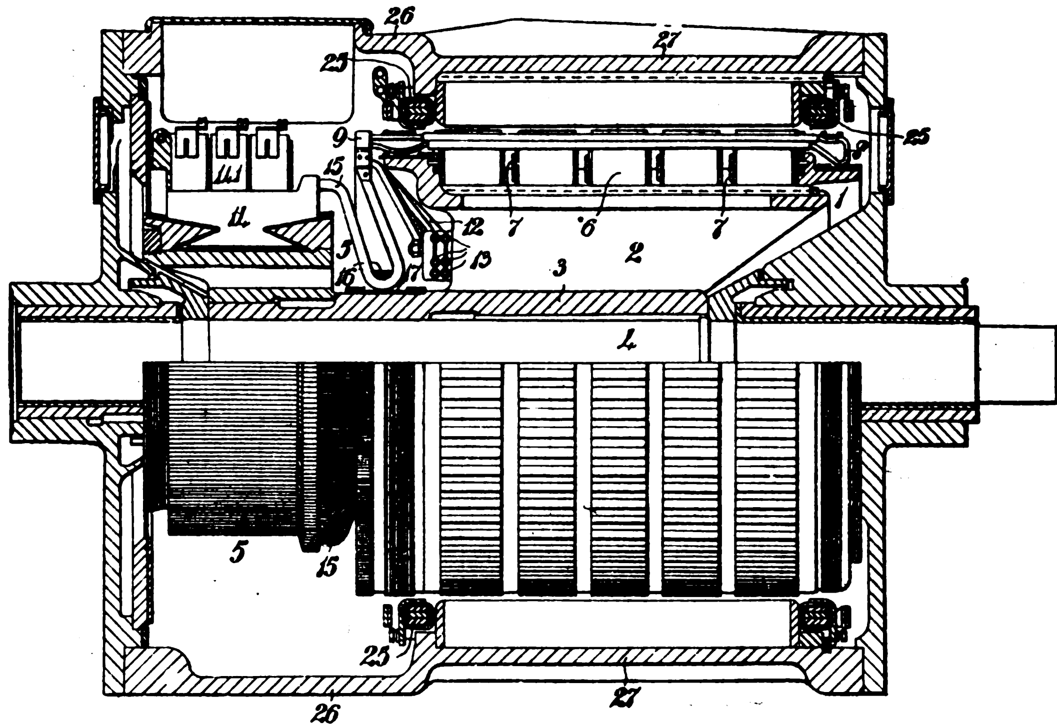


Fig. 15.

dispositif de la figure 6, les résistances supplémentaires 153 passent à l'intérieur de l'anneau de tôle de l'armature pour venir se connecter au collecteur du côté opposé.

Naturellement l'armature est connectée en parallèle ; comme il n'y a qu'une spire par section pour alimenter le moteur, le voltage aux balais doit être bas, et un transformateur réducteur est nécessaire pour alimenter le rotor, ou plus généralement le moteur tout entier. Ce transformateur doit être à rapport variable pour permettre de faire varier le voltage aux bornes à volonté en fonction de la vitesse, et dispense de l'emploi de tout rhéostat de démarrage, comme le fait remarquer M. Lamme en préconisant ce moteur, c'est un des grands avantages de ce système que de pouvoir supprimer ainsi toute perte d'énergie au démarrage et pour le changement de vitesse. Les moteurs peuvent se prêter à la régulation série parallèle aussi bien que des moteurs-série à courant continu ; mais le système de transformateur à rapport variable rend cette étude sans intérêt, et on peut se contenter tout simplement de connecter les groupes de moteurs toujours en série ou toujours en parallèle et de faire varier seulement la tension d'alimentation. Celle-ci peut être prise tout à fait indépendante de celle de la ligne ; on peut aussi être conduit à adopter une

tension différente pour faire traverser le courant dans les appareils de régulation (régulateur ou manipulateur); d'après M. Lamme la disposition la plus avantageuse pour l'alimentation de ce moteur est l'emploi d'un transformateur en série, c'est-à-dire dont le primaire est branché en série sur le courant principal et le secondaire en série avec le moteur et avec le secondaire d'un transformateur survolteur auxiliaire dont le primaire est branché en dérivation, ce survolteur étant à rapport de transformation variable et permettant d'ajouter au voltage principal ou d'en retrancher une force électromotrice supplémentaire.

Il semble qu'il vaudrait mieux encore, comme le font MM. Eichberg et Winter, alimenter

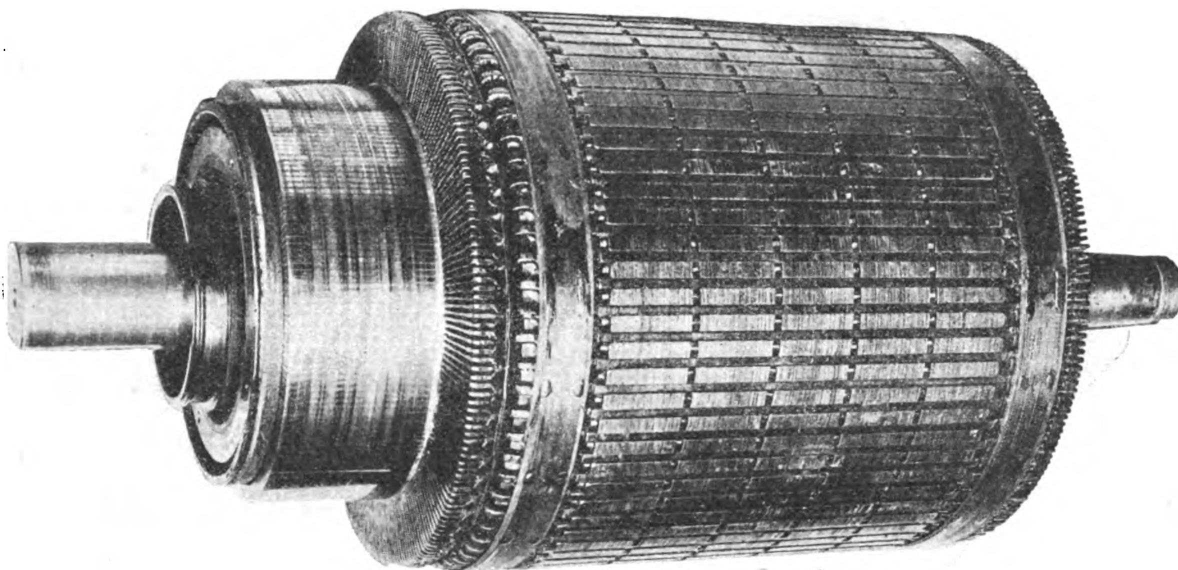


Fig. 16.

directement le stator par des courants de haute tension et limiter l'emploi du transformateur série avec survolteur à rapport de transformation variable, à l'armature tournante, qui a seule besoin d'une excitation à basse tension.

Pour compléter ces indications, nous reproduisons la photographie et la coupe du moteur Lamme (fig. 15, 16, 17), qui en montre les conditions générales de construction. L'armature comprend une carcasse, dont le moyeu 3 est en forme de manchon monté et claveté sur un arbre 4 et qui se prolonge à une extrémité pour recevoir le collecteur 5 qui est aussi convenablement claveté. La carcasse de l'armature est exécutée à la manière ordinaire en tôle mince, en ménageant des intervalles de ventilation 7. Ce moteur est construit à 8 pôles, pour une vitesse de 700 tours par minute, une puissance de 120 chevaux, un courant normal de 450 ampères sur 250 volts à la fréquence 16,66. L'armature porte 72 rainures dans lesquelles sont montés les conducteurs isolés en forme de bandes de cuivre, dont les tours sont placés côte à côte dans les rainures et forment trois bobines séparées, qui embrassent le noyau de la première à la neuvième rainure et ainsi de suite; il y a ainsi 260 conducteurs et autant de barres au collecteur; les connexions sont faites au moyen des connecteurs 9-10 avec le collecteur de façon à former un enroulement fermé en parallèle; les collecteurs 10 sont munis de douilles 11 dans lesquelles sont fixées les extrémités

externes des bandes de connexion 12 dont les extrémités internes sont connectées à des conducteurs équipotentiels 13 dont le rôle est le même que dans les machines à courant continu du même inventeur. Les inducteurs comprennent huit bobines formées de bandes de cuivre bobinées sur champ et connectées en série; l'enroulement ne comprend que 20 tours, la moitié des bobines ayant 3 tours et l'autre moitié 2 tours, alternativement; on remarquera le faible nombre d'ampères-tours ainsi réalisés pour l'excitation.

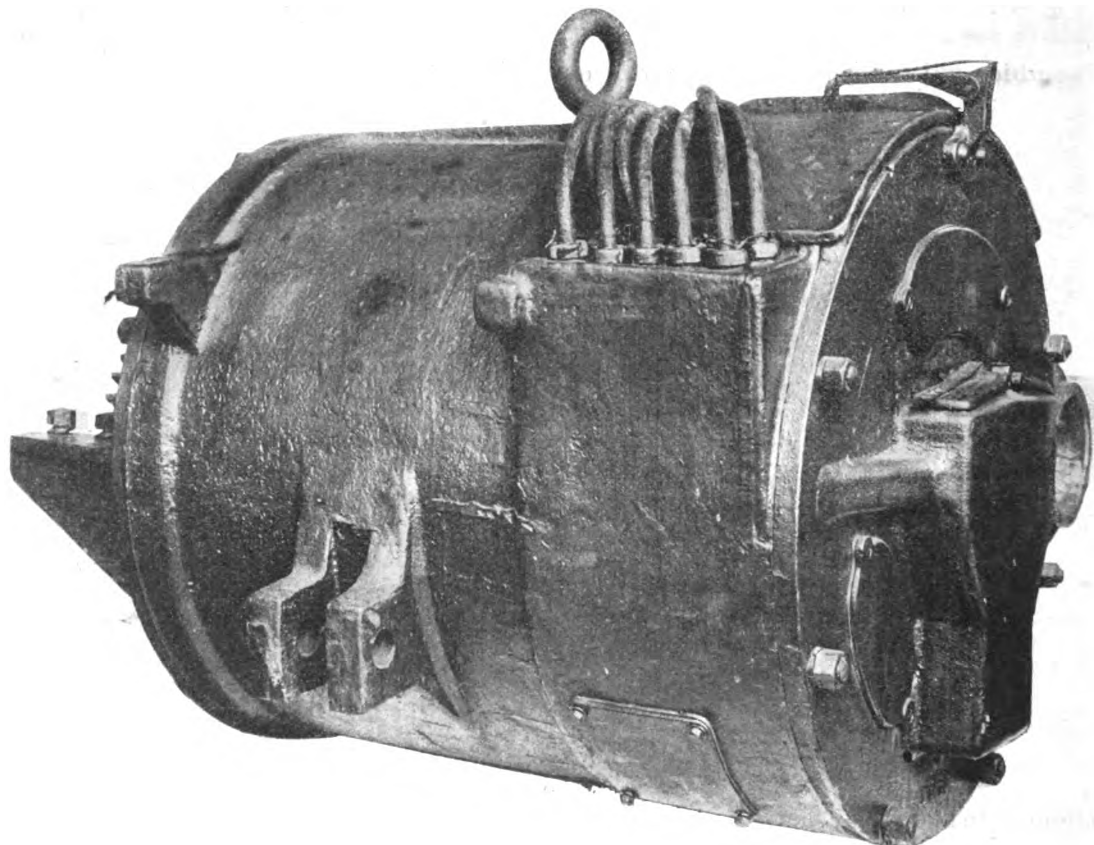


Fig. 17.

La carcasse 26 est du type ordinaire de tramway, c'est-à-dire complètement fermée et munie d'ouvertures pour la visite du collecteur. Elle se distingue de la construction ordinaire en ce qu'elle contient des inducteurs feuilletés convenablement fixés par des boulons longitudinaux (fig. 18). La figure 18 donne le schéma du bobinage de l'armature.

Les données analogues relatives au moteur Finzi nous font actuellement défaut, mais d'après les indications données plus haut et ce qui en a été dit par son auteur, il semble qu'il y a assez peu de différence dans les principes mis en jeu ; M. Finzi n'a réalisé, du reste, jusqu'ici que des moteurs de plus faible puissance [1]. D'après les rapports qui ont

[1] A ce point de vue un des plus intéressants qui mérite d'être cité est celui proposé par M. Ziegenberg : il consiste dans l'emploi de doubles balais reliés par un conducteur qui fait autour des inducteurs correspondants un nombre de spires égal à celui de la section court-circuitée et dans un sens tel que la force électromotrice induite soit égale et opposée à celle qui naît dans la bobine court-circuitée sous l'influence du flux variable. Malheureusement ce dispositif est bien compliqué et il ne peut être efficace que si l'induit lui-même est muni d'un double enroulement du genre Weston.

été faits sur les expériences de ces moteurs, soit en Amérique, soit en Italie, les difficultés de la commutation paraissent convenablement évitées à toute vitesse, bien que cependant des témoins oculaires disent avoir constaté sur les moteurs Lamme la présence continuelle de très petites étincelles bleuâtres, qui sont sans doute sans grand inconvénient pour la conservation du collecteur. Mais ce bon résultat n'est atteint, comme on le voit, que grâce à l'emploi de résistances en série avec les sections de l'induit. D'autres inventeurs ont

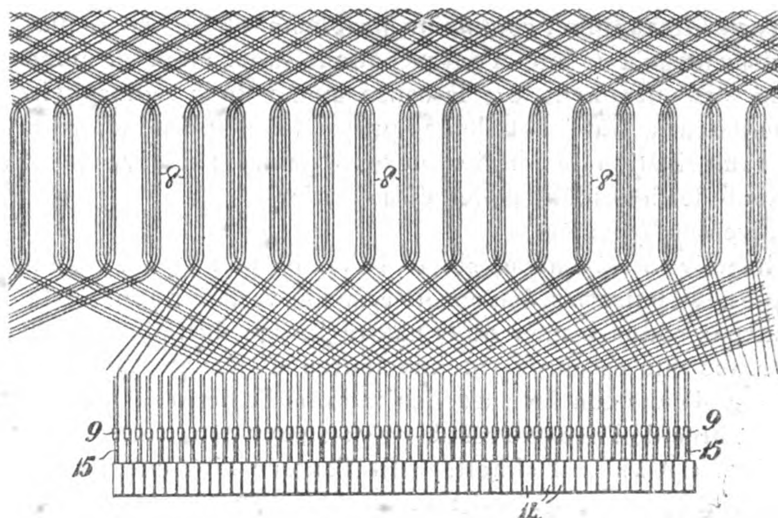


Fig. 18.

essayé de s'en affranchir par des artifices analogues à ceux qui ont déjà été décrits précédemment et qui n'ont pas encore la sanction de l'expérience [1].

J. Reyval.

[1] Dans ces derniers temps M. Lamme s'est préoccupé avec raison de faciliter la substitution du moteur monophasé au moteur à courant continu sur les grands réseaux de traction existants. Ceux-ci emploient du courant continu à 500 ou 600 volts produit directement ou fourni par des commutatrices alimentées par réseau triphasé à 25 périodes. Il était donc d'un grand intérêt de pouvoir alimenter les nouveaux moteurs par des courants alternatifs à 25 périodes et temporairement par du courant continu à 500 volts. M. Lamme et la Compagnie Westinghouse ont résolu ce double problème. Les derniers types de moteurs monophasés fonctionnent tous bien sur 25 périodes quelle que soit leur puissance; on peut donc les alimenter directement par les sous-stations existantes, en utilisant une seule phase du réseau sur chaque tronçon de ligne desservi. (On peut concevoir que chaque section de voie soit divisée en trois tronçons alimentés respectivement par les 3 phases, si on veut utiliser le matériel triphasé existant.)

Dans l'intérieur des villes, il y a intérêt à conserver le courant continu à 500 volts Le moteur-série peut fonctionner sur courant continu, il suffit donc de bobiner ces moteurs de façon qu'ils prennent sur courant continu à 250 volts par moteur, soit 500 volts pour 2 moteurs en série. Mais comme l'équipement des moteurs monophasés ne comporte pas de régulateurs série-parallèle, on fait le réglage par rhéostat soit sur tout le parcours, soit sur les tronçons à courant continu seul, en gardant pour la ligne à courant alternatif le réglage par variation de tension au transformateur. L'adoption du système monophasé sur les réseaux existants se trouve donc singulièrement favorisée par ces dispositions, et il ne reste plus qu'attendre les résultats de l'expérience au sujet de la bonne tenue des collecteurs des moteurs à courants alternatifs, pour conclure à leur adoption sur tous les réseaux de tramways à grands parcours.

L'ÉNERGIE RADIO-ACTIVE [1]

« Nature et cause des phénomènes de radioactivité » : tel est le titre du dernier chapitre de la thèse présentée par Mme Curie à la Faculté des Sciences pour l'obtention du doctorat ès sciences.

« La spontanéité du rayonnement des corps radioactifs s'est posée (dit l'auteur à qui l'on doit la découverte du radium), comme un problème, et je pense bien que les hypothèses mêmes, émises jusqu'à ce jour n'ont pas donné satisfaction au monde scientifique. »

Il ne pouvait en être autrement, car la cause même de la radioactivité fut le moindre souci des expérimentateurs, tout à l'étude des propriétés de prime abord mystérieuses qui ont trop surexcité l'imagination du public peu versé dans les sciences positives et toujours prêt à mettre en doute les lois inéluctables de la matière.

Mme Curie fait diverses hypothèses.

« L'énergie radioactive a été emmagasinée et s'épuise peu à peu ; la nature de l'atome se transforme; l'énergie ne s'épuise pas, ni n'éprouve aucune variation appréciable avec le temps.»

Quand nous aurons connaissance de la nature intime du radium nous en saisirons le pourquoi. Nous verrons que ce corps est une source d'émanations réelles, que l'on peut condenser, un foyer d'émission de parcelles infiniment petites ; qu'il se transforme en hélium ; et, que la source de l'énergie réside précisément dans cette transformation d'état instable en état stable. « Au lieu d'admettre, dit l'auteur cité, que l'atome de radium se transforme, on pourrait admettre que cet atome est lui-même stable, mais qu'il agit sur le milieu qui l'entoure de manière à donner lieu à des transformations atomiques, et le radium ne serait alors qu'un élément en voie de destruction. » Nous verrons qu'il n'en est rien, et que l'atome de radium est plutôt dans un état de surexcitation résultant de son instabilité et se volatilise lentement mais mathématiquement, sous forme d'hélium ; tout comme l'ozone se transforme en oxygène, dont il n'est qu'un état.

Abordons l'opinion d'une autre autorité scientifique : W. Crookes ; et voyons les idées qu'il émet dans un article sur « les vues modernes sur la constitution de la matière ».

D'après lui, les atomes chimiques ne sont pas d'une existence éternelle. Soit ! mais ce n'est pas parce qu'un corps change d'état que son existence est en jeu : Un métal quelconque solide et dense, peut prendre l'état liquide, gazeux et volatil, sans qu'il en résulte destruction de l'atome. Celui-ci, dans quelque état qu'il se trouve, garde toujours ses propriétés caractéristiques, mais (je le veux bien) avec une intensité différente ; et inversement nous pouvons le transformer et lui faire reprendre son état solide par condensation.

L'atome d'hydrogène, par exemple, volatilisé, n'a qu'une masse 1 000 à 2 000 fois plus petite que l'atome gazeux, mais il n'en est pas moins un atome réel d'hydrogène quoique différent de l'état gazeux, comme il diffère de l'état liquide.

C'est en se basant sur l'hypothèse que l'atome gazeux est l'atome normal, que W. Crookes a créé la théorie des électrons. Ces fameux atomes d'électricité, « satellites moléculaires » de Kelvin, « corpuscules ou particules » de Thomson, « charges ioniques désincorporées » de Lodge, ces « électrons » de Crookes ne sont en réalité que les parcelles atomiques diverses qui radient au contact de la cathode. Ce ne sont point des atomes électriques, mais des atomes à l'état de volatilisation, atomes d'hydrogène, ou de métal quelconque.

[1] Cet article étant consacré à l'exposition d'idées intéressantes mais neuves et originales sur une question controversée, nous tenons à en dégager le caractère purement personnel. (N. D. L. R.).

Cependant, d'après W. Crookes, l'émanation du radium, ne serait composée que de ces soi-disant électrons. Nous verrons qu'elle est composée d'hélium, tout comme l'émanation cathodique est composée d'hydrogène. Quant aux éléments dénommés « ions », ils ne sont autres non plus que l'ensemble des atomes dégagés au contact de l'anode. C'est d'ailleurs ce que prouve non seulement l'analyse spectrale, mais encore l'action absolument réductrice des rayons cathodiques et de ces prétendus « électrons » et l'action oxydante des radiations anodiques et des « ions ».

Ces noms relativement nouveaux sont synonymes d'éléments électro-positifs et électro-négatifs, et doivent être entendus dans leur sens général, embrassant dans une classe les éléments métalliques, et dans l'autre les acides.

Cela nous est confirmé par l'action puissante des premiers sur le platino-cyanure de baryum et des seconds sur le sulfure de zinc.

En fait de théorie, ce que nous pouvons encore moins admettre est cette théorie de Lodge assimilant l'atome chimique à un ion ayant une charge d'électrons négatifs ; ce qui fait supposer qu'il existe deux charges électriques dans l'atome ; charges pouvant se séparer et devant pouvoir, par suite de la décharge, ou du retour à l'état neutre, se récupérer, par un mécanisme faisant de l'atome un sphinx à deux faces ou un petit système cosmique dans lequel le noyau central serait l'ion et les planètes les électrons ou inversement !

Cette matérialisation de l'électricité, et de deux électricités distinctes n'est qu'un reliquat des vieilles conceptions abandonnées à l'heure actuelle.

L'électricité n'est pas un fluide, mais une forme de l'énergie, tout comme la chaleur, résultant simplement de variations du mouvement, imprimant une impulsion dans l'éther, y déterminant un trouble, répercussion des modifications apportées dans les tourbillons des atomes.

Cette énergie se traduit par des décompositions électrolytiques, échauffement et incandescence des conducteurs résistants et autres phénomènes connus.

Un corps chargé positivement ou négativement se trouve dans un état produisant superficiellement impulsion ou révulsion des éléments denses ou métalliques du milieu ambiant et en sens contraire des éléments restant.

Je prie le lecteur que cela intéresse de s'en reporter à l'ouvrage intitulé : *Nature intime de l'Electricité, du Magnétisme et des Radiations* », dans lequel j'ai largement traité de la question.

En attribuant aux ions et électrons leur sens réel, on peut partager la façon de voir de Crookes attribuant les phénomènes radioactifs à un dégagement de ces électrons.

C'est dans la nature même de l'atome qu'il faut chercher la clef de toutes les propriétés de la matière. Il faut bien le dire, on a trop peu approfondi l'étude de l'essence même des phénomènes et de leur cause, c'est pourquoi on en arrive à douter des lois inéluctables de la physicochimie et ce pour quelques centigrammes d'une substance d'apparence mystérieuse et ayant pris des proportions sans borne dans l'imagination du public.

Non, la radioactivité ne peut porter atteinte à l'édifice des sciences positives, mais ce sera une gloire des temps présents d'avoir suscité l'étude de l'essence même de l'atome.

Pour en revenir au radium nous verrons tantôt que la plus complète identité existe entre les rayons cathodiques des tubes et les radiations dites actives.

L'élément des rayons cathodiques, c'est-à-dire l'hydrogène volatilisé, a une masse calculée environ mille a deux mille fois plus petite que celle de l'atome d'hydrogène gazeux. C'est précisément avec cet ordre de grandeur qu'est estimé l'élément de l'émanation radique.

Ce n'est là qu'une première indication, que nous verrons confirmée, après l'examen des hypothèses les plus sensées faites pour expliquer la provenance de l'énergie des substances radioactives.

On a d'abord attribué la source d'énergie à l'état salin ; il est vrai qu'il n'a jamais été possible d'isoler le radium métallique ; MM. Becquerel et Curie parlent bien de sels de radium pur, mais non de radium pur et métallique, c'est-à-dire séparé du chlore ou brome. Mais on peut objecter immédiatement qu'il est d'autres substances jouissant des mêmes propriétés et non pas nécessairement à l'état de sel.

Une autre hypothèse consiste à attribuer la source d'énergie au milieu ambiant et particulièrement à s'imaginer une sorte d'emmagasinement (non défini) de l'énergie solaire, par l'intermédiaire de la lumière, énergie qui ne serait ensuite que restituée. On se base sur le fait que la disjonction matérielle ne peut se faire qu'avec consommation d'énergie. mais on oublie qu'il ne faut d'énergie que pour produire artificiellement des transformations et que tout au contraire les modifications qui se produisent naturellement dans la matière sont une source de dégagement d'énergie.

Il suffit, pour s'assurer que le radium ne puise pas extérieurement son énergie, d'observer qu'après avoir soustrait au milieu ambiant et à la lumière les substances en question, en les recouvrant par exemple de métaux opaques ou de chlorure d'argent ou feuilles superposées de papier sensible photographique, il suffit, dis-je, d'observer que malgré un isolement complet à l'abri de la lumière, après plus de 5 ans, les propriétés n'ont pas diminué.

L'action chimique, électrique, calorique ou autre d'origine extérieure n'a pas plus de fondement, car dans le vide et dans l'isolement, dans les milieux soumis aux variations extrêmes de température, on n'observe aucune diminution d'activité.

Il importe d'établir une bonne fois que le principe de la conservation de l'énergie reste sauf et de ne pas chercher ailleurs qu'au sein même de l'atome la cause des manifestations diverses qu'il produit. Le fait probant nous est donné par l'émanation du radium.

Pour comprendre le mécanisme de cette production d'énergie par l'atome même, nous devons nous rendre compte de ce qu'est cet atome. C'est en réalité un tourbillon de l'élément constitutif, non pas ions ou électrons, mais éther proprement dit (je parle de l'atome volatilisé, dont l'atome gazeux n'est qu'une condensation).

Les tourbillons des atomes sont différents suivant les milieux où ils ont pris naissance, tourbillons cosmiques, nébuleuses, etc. ; ils se distinguent par la vitesse, l'amplitude, l'inclinaison de leurs spires.

Ils engendrent ou absorbent de l'énergie en se transformant, c'est-à-dire en changeant d'état et suivant qu'ils se dilatent ou se condensent naturellement ou artificiellement.

Un corps qui change d'état de lui-même est une source d'énergie ; mais pour l'obliger à changer d'état il faut de l'énergie.

Cette force en action, se manifeste sous forme de chaleur et parfois d'électricité et de lumière.

Comprimons par exemple ou déprimons un corps, il réagit inversement, il dégage de la chaleur ou en absorbe. Que cette modification se fasse sans notre concours, les mêmes phénomènes ont lieu : ainsi la vapeur d'eau qui se condense se charge et s'électrise en sens contraire de l'eau qui s'évapore.

Prenons encore un cristal de tourmaline ou de borax (fig. 1), comprimons-le entre les doigts, les sommets P plus modifiés relativement que les sommets N, grâce à leur forme physique, sont électrisés négativement et les autres positivement.

A ce propos, on peut se demander très justement où sont les électrons et les ions de Lodge ?

L'électricité positive de N et négative de P est tout simplement un état vibratoire ou pour mieux dire tourbillonnaire des atomes des surfaces différant absolument en N et P. En N les mouvements sont convergents centripètes, révulsifs; en P ils sont divergents, radiants, centrifuges, impulsifs.

Ces mouvements engendrent la décomposition du milieu ambiant et entraînent dans leurs tourbillons au positif l'oxygène, au négatif l'hydrogène. C'est-à-dire qu'au moment de la charge (donc pendant la compression) se produit l'orientation du métal ou métalloïde hydrogène vers le négatif et à la décharge (après la compression) orientation inverse, c'est-à-dire radiations métalliques ou négatives.

La chaleur ou le refroidissement produisent les mêmes résultats que la dilatation ou la

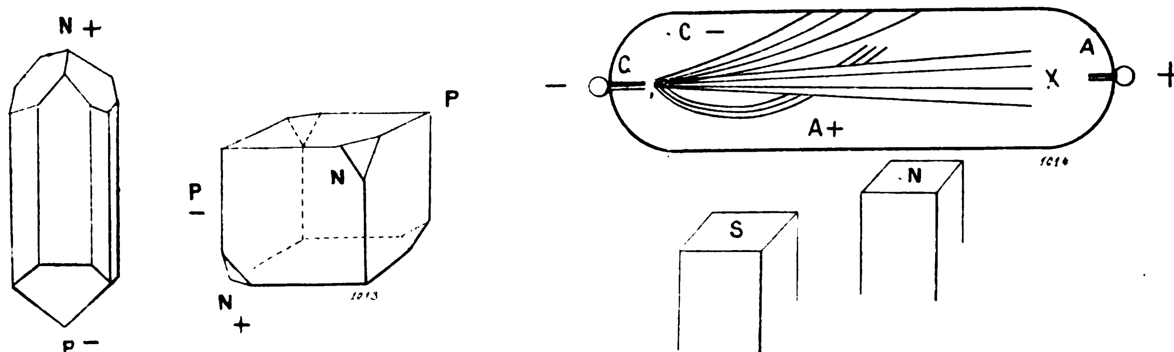


Fig. 1 et 2.

compression. Dans ces expériences nous voyons, grâce à l'effort fait, se restituer l'énergie employée; mais dans les mêmes transformations qui se font dans la nature il y a simplement dégagement d'énergie, non pas empruntée au milieu ambiant et restituée ensuite, mais emmagasinée dans l'atome même, c'est-à-dire dans ses tourbillons. Que ces tourbillons se modifient pour une cause quelconque, il y a mouvement modifié, il y a manifestation d'énergie, et cette cause réside en particulier dans l'état d'instabilité dans lequel une substance peut se trouver.

Un exemple nous est donné par l'ozone qui est instable et se retransformant en oxygène dont il est constitué dégage de la chaleur et de l'électricité et suscite la phosphorescence jouissant en cela de radioactivité notable.

Il en est de même du radium, qui se trouve (par suite des manipulations et réactions chimiques nécessitées pour son extraction), dans un état de condensation anormal ; il restitue, si l'on veut, l'énergie utilisée, en reprenant son état d'équilibre atomique et en se volatilisant sous forme d'émanation.

L'ozone se transformant en oxygène ne fait que changer d'état, mais il n'y a là que deux états gazeux différents.

Tandis qu'un corps se volatilisant, radiant ou émanant se transforme de l'état solide à l'état volatil, d'où la puissance radioactive manifestée naturellement dans le radium et artificiellement dans les rayons cathodiques des tubes.

Dans les tubes les réactions qui se produisent dans le voisinage de l'anode et de la cathode, sont celles qui se produisent au contact de tout corps électrisé, mais elles sont fortement accentuées grâce à la faible pression du milieu. A la cathode, la vapeur d'eau est

décomposée, l'hydrogène se volatilise et radie du pôle négatif à l'anode, l'oxygène abandonné rayonne et s'y trouve sursaturé, produisant de l'ozone.

Ce flux cathodique peut rendre incandescent et même volatiliser les métaux rencontrés; les impulsions qu'il engendre déterminent par la rencontre de l'aluminium les rayons S et par la rencontre d'une paroi de verre les rayons X.

Soumettons ce flux cathodique à l'analyse magnétique, c'est-à-dire à l'action déviante d'un fort électro-aimant (fig. 2.).

Le faisceau se décompose comme l'a démontré Broca en trois parties distinctes.

La première est déviée et tend à suivre une trajectoire en spirale parallèle aux spires du courant générateur du champ; elle est essentiellement composée d'hydrogène électrisé négativement; c'est le faisceau cathodique proprement dit, appelons-le rayons C.

La deuxième partie est déviée en sens transversal, et semble contourner la direction des

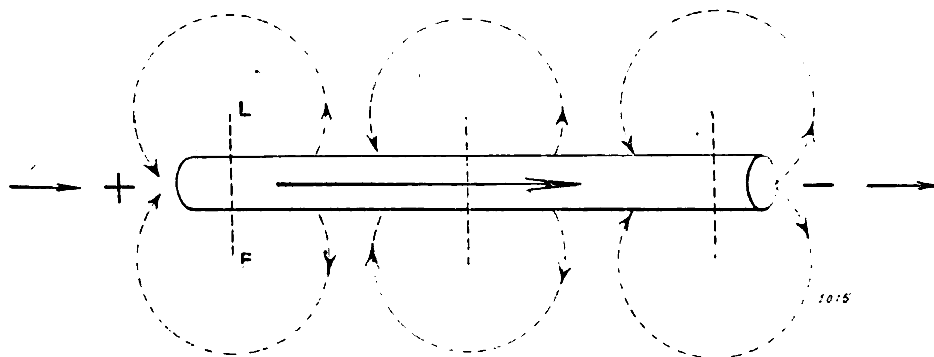


Fig. 3.

lignes de force magnétique du champ, elle est composée d'oxygène électrisé positivement, ce sont des rayons anodiques, appelons-les A.

Enfin la troisième partie est composée de rayons immatériels, non déviés et qui ne sont que des rayons X c'est-à-dire des ondes éthérées produites par l'impulsion des radiations C.

Tout corps se volatilisant, tout métal produit les mêmes radiations, mais plus ou moins vivement et ce naturellement.

Comment se fait-il que les rayons C se placent parallèlement aux courants générateurs du champ magnétique? Parce qu'ils forment un véritable courant, composé d'atomes d'hydrogène, dont les tourbillons (comme je l'ai démontré dans l'ouvrage cité) sont axiaux (fig. 3).

Un conducteur traversé par un courant est de même le siège de tourbillons axiaux; d'où la direction prise par les rayons C.

Les rayons A au contraire sont composés d'oxygène, à tourbillons équatoriaux (fig. 4).

Tout comme les tourbillons d'éther caractérisant les lignes de force magnétique, d'où la direction de A. Tout ceci est démontré par l'électro-optique, diamagnétisme, rotation du plan de polarisation.

Point par point, nous retrouvons exactement les mêmes divisions, dans le faisceau du radium, placé dans un champ magnétique (fig. 5).

On peut s'en assurer par la photographie et par les propriétés chimiques et autres des divisions du faisceau radique.

Les rayons α sont absolument en réduction les mêmes que les rayons A de tantôt, ce sont eux qui indiquent une charge positive au contact même du radium.

Les rayons β sont les rayons C, qui produisent une charge négative dans le voisinage du radium, et qui produisent l'échauffement de 3 à 4 degrés des substances approchées.

Les rayons γ sont les rayons X non déviés, radiations de l'éther, radiations lumineuses, mais longitudinales très pénétrantes.

Les rayons α se placent suivant les lignes de forces magnétiques ; les β parallèlement au courant générateur, figuré par les flèches, sur la figure 5.

Si au lieu de prendre la photographie de la projection sur un plan perpendiculaire au champ magnétique, on la prend sur un plan parallèle champ et parallèle au faisceau, on

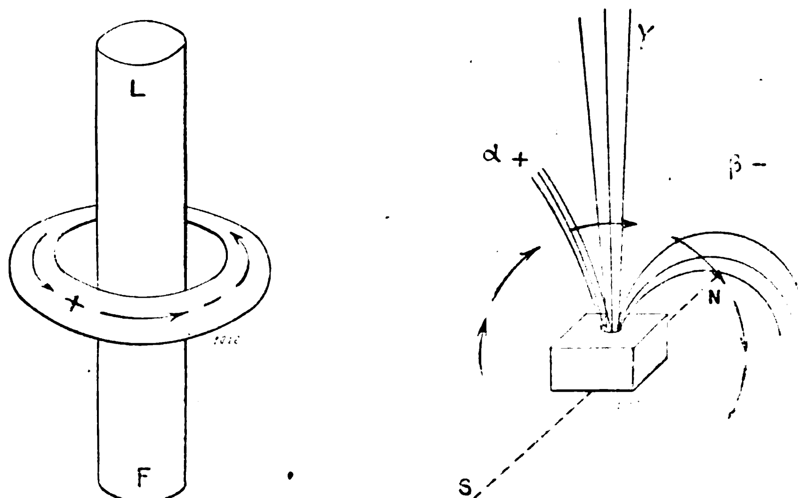


Fig. 4 et 5.

obtiendra d'autres courbes que celles obtenues par M. Becquerel permettant de se représenter exactement la trajectoire suivie par les rayons α et β et que l'on ne peut observer à l'œil nu.

En résumé, toutes les propriétés des faisceaux partiels du radium, sont en réduction celles des faisceaux cathodiques. D'où proviennent donc ces propriétés ? De ce que la radium est nécessairement et naturellement le siège des mêmes mouvements tourbillonnaires que l'on produit artificiellement dans les tubes à rayons cathodiques.

Le radium doit donc être le siège d'une volatilisation, c'est ce qui nous prouve, d'une façon indubitable et décisive l'émanation.

Cette émanation, comme l'a découvert et comme l'a vérifié M. et Mme Curie, est uniquement composée d'hélium.

Cette émanation se fait constamment et peut, si le radium est conservé en vase clos, en déterminer l'explosion ; cette émanation composée d'atomes infiniment petits, filtrant à travers des tubes capillaires et sans poids appréciable peut être condensée. La prétendue radioactivité induite n'est autre chose que la vapeur du radium.

Tant que durent les propriétés radioactives, on observe à l'analyse spectrale les raies du radium ; si les propriétés s'atténuent ces raies disparaissent, et à leur place paraissent les raies de l'hélium en même temps que les propriétés cessent dans l'émanation.

****

Les raies d'hélium n'existaient pas d'abord; puis les raies de radium disparaissent. Pourquoi?

Simplement parce que l'hélium est l'état normal et stable et que le radium est dans un état tendant à s'équilibrer. Nous avons vu le même rapport entre l'oxygène et l'ozone.

L'énergie provient donc uniquement de la transformation que subit le radium en radiant et se volatisant pour prendre la forme de stabilité d'hélium.

Avant de terminer (car il a fallu beaucoup écourter déjà) nous devons cependant répondre à une question qui s'impose. Le radium est-il uniquement composé d'hélium, comme l'ozone l'est d'oxygène? Ou bien contient-il un pourcentage quelconque d'hélium?

L'analyse spectrale répondra; les raies d'hélium n'existaient pas dans l'émanation ni dans le radium actif et par contre les raies du radium disparaissent quand les propriétés cessent. De plus la radioactivité du radium ne diminue pas depuis qu'on a trouvé cette substance. Il semble donc logique de répondre que le radium est de l'hélium à l'état instable.

Quant aux autres substances radioactives, contiennent-elles aussi de l'hélium dans une certaine proportion et à l'état latent? C'est possible; mais l'étude de leurs émanations respectives et l'analyse spectrale permettront seules de répondre.

Quelle que soit la nature de l'émanation, il y a volatilisation d'une substance et la radioactivité cesse infailliblement en même temps que les propriétés caractéristiques.

Conclusion : l'énergétisation serait due à la transformation des tourbillons atomiques, résultant d'un état instable s'équilibrant.

A. Breydel.

REVUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

GÉNÉRATION ET TRANSFORMATION

Diagramme et essai des moteurs triphasés. **Hugo Grob.** (*Suite*) (1). *Electrotechnische Zeitschrift* 9 juin.

XI. *La puissance utile du moteur.* — Comme l'on sait, l'énergie transmise par le stator n'est pas entièrement utilisée. Une partie de cette énergie est perdue sous forme de vitesse; pour un champ tournant constant, le rapport de la chute de vitesse à la vitesse du champ est le même que le rapport de l'énergie absorbée dans l'induit à la puissance totale qu'il reçoit. Les pertes dans l'induit se produisent en partie dans le cuivre et en partie dans le fer. Comme l'a déjà mentionné Steinmetz, ces dernières ont la particularité que le couple dû à l'hystérésis du rotor reste le même à tous les glissements. Cela provient de ce que, dans ce cas, ce n'est pas par suite d'une action démagnétisante que le rotor possède de l'énergie, mais parce que son induction est décalée dans l'espace en arrière du champ tournant qui la produit. Cet angle de décalage est indépendant de la vitesse de rotation; il existe encore au synchronisme si le couple de frottements du moteur correspond exactement à l'attraction tangentielle à laquelle sont soumis les pôles de l'induit décalés en arrière. Si le frottement et la ventilation diminuaient, le sinus de l'angle de décalage diminuerait de la même façon et disparaîtrait entièrement pour la marche à vide théorique. Il ne se produit de glissement dans la marche à vide que lorsque le couple de frottement du moteur dépasse en grandeur le couple dû à l'extension du rotor.

On pourrait facilement tenir compte dans le diagramme de ce couple constant dû à l'hystérésis du rotor; mais la remarque suivante montre que la petitesse des grandeurs en jeu ne justifie pas cette complication du diagramme. Supposons par exemple qu'un moteur ait comme pertes dans le fer du rotor au repos 3 p. 100 de la puissance transmise par le stator à charge nor-

male, c'est-à-dire qu'environ 3 p. 100 du couple normal sont produits par le fer du rotor. Le couple produit par le courant du rotor est au début à peu près proportionnel au glissement. Si donc les 3 p. 100 de couple dus au fer n'existaient pas, la chute de vitesse à pleine charge excéderait de 3 p. 100 sa valeur propre, c'est-à-dire que la vitesse de rotation varierait de 1 p. 1000 si par exemple le glissement était de 3 p. 100.

Nous ne nous occuperons donc que du couple produit par le courant induit et nous aurons à introduire comme pertes dans le rotor une grandeur proportionnelle au carré du courant dans le rotor. D'après l'équation 33 le vector B_0B est proportionnel au courant du rotor DB ; les pertes dans le cuivre de l'induit sont donc proportionnelles à $\overline{B_0 B}^2$, c'est-à-dire aussi proportionnelles à B_0F (fig. 7, article précédent) menons par le point B_0 une droite quelconque, par exemple B_0K : cette droite découpe sur la perpendiculaire FB à l'extrémité de B_0F un segment F S proportionnel aux pertes dans le cuivre du rotor. Par suite de la similitude des triangles et de la proportionnalité de B_0F et FG, le segment GS peut être considéré comme mesure de la perte Joule dans l'induit.

Comme le montre l'équation 37, la longueur BG exprime la puissance totale par phase transmise par le stator sous forme du courant watté. Si nous pouvions déterminer l'inclinaison de la droite B_0K de telle manière que le segment GS exprime les pertes dans l'induit en courant watté correspondant à la tension au stator, nous aurions en BS la puissance utile électrique du moteur. Celle-ci est nulle lorsque l'induit est immobile (court-circuit); le segment BS doit donc être nul aussi dans cet état, c'est-à-dire que le point K doit coïncider avec l'extrémité du vecteur de courant du stator OB lorsque le moteur est immobile et l'induit en court-circuit. Ensuite les pertes dans le rotor sont égales à la puissance transmise par le stator, c'est-à-dire en réalité égales au courant watté GS.

Mais il y a encore une autre source de pertes; les frottements et la ventilation. Le travail de frottement diminue proportionnellement à la vitesse de rotation, tandis que le travail de ventilation diminue beaucoup plus rapidement. Pour tenir compte exactement de ces pertes dans le diagramme, il faudrait, pour chaque état de fonctionnement, retrancher du segment SB un courant watté SS′ proportionnel aux pertes par frottement. Pour la marche à vide nous pouvons le déterminer, et au court-circuit il est nul. Comme il s'agit ici seulement d'une correction, il suffit de limiter le segment à retrancher par une droite B'_0K, B_0B' étant égal au courant watté de frottement par phase et étant perpendiculaire à VB_0. B_0 représente l'extrémité du courant à vide que l'on mesure réellement. D'autre part, nous pouvons aussi déterminer facilement par des expériences le point de court-circuit K, de sorte que la ligne de jonction $B_0'K$ peut être tracée expérimentalement : nous l'appellerons *ligne de puissance*. Si donc B est l'extrémité du vecteur de courant du stator pour un état quelconque, le segment BS′ représente le courant watté de la puissance utile par phase, et la puissance totale du moteur est exprimée par

$$L_1 = \frac{P^{\text{volt}} . \overline{BS}^{\text{amp}} . 3}{736} \text{ chevaux} \qquad (39)$$

La droite BS′ est perpendiculaire au diamètre B_0V [1].

XII. *Le glissement.* — Pour un champ tournant constant, on a la relation suivante : glissement $= \dfrac{\text{pertes Joule dans le rotor}}{\text{énergie transmise par le stator}}$.

La chaleur Joule dans le rotor est, d'après ce qui précède, proportionnelle à B_0F et à B_0G (fig. 7), et le dénominateur est mesuré par le segment BG.

Le glissement est donc proportionnel à

$$\frac{B_0G}{BG} \qquad (40)$$

Menons d'un point quelconque de B_0B^x une perpendiculaire TY (fig. 8) sur le diamètre B^xM_1 : elle est parallèle à la tangente en B^x. Traçons la ligne de jonction BB^x : nous formons un petit triangle hachuré B^xTX semblable au triangle BGB_0 car

$$\omega\ B^xTX = BGB_0 = 90 + \alpha$$

et

$$B^xXT = \widehat{BB_0G}.$$

[1] L'introduction directe des courants wattés de la puissance utile et de la puissance transmise du stator a été indiquée pour la première fois par Th. Lehmann (*Écl. Électr.*, 22 août 1903).

On a donc

$$\frac{B_0G}{GB} = \frac{XT}{TB^X}$$

et, comme, d'après l'équation 40, ce rapport est proportionnel au glissement, il en résulte que le segment TX mesure le glissement. L'échelle de mesure est très facile à trouver : nous savons

Fig. 8.

qu'au repos le glissement est 100 p. 100 : il suffit de joindre B^X au point de court-circuit K pour obtenir avec ce rayon le point 100 p. 100 sur l'échelle TY. Evidemment on choisit la place de l'échelle de façon que TY ait une certaine longueur, par exemple 100 mm.

La signification du point B^X est aussi très claire maintenant. Faisons tendre vers B^X l'extrémité B du courant du stator : la droite BB^X qui détermine la valeur du glissement devient tangente au cercle et parallèle à l'échelle du glissement : ce dernier devient donc infiniment grand, et OB^X représente le courant du stator absorbé par le moteur lorsqu'on entraîne l'induit avec une vitesse infiniment grande. Pour pouvoir dans la suite parler de ce point, donnons lui un numéro d'équation :

OB^X = courant du stator pour un glissement infini (41).

Comme nous ne tenons pas compte de l'hystérésis du rotor, il se produit aux faibles charges une petite inexactitude dans la détermination du glissement. A la puissance normale cela n'a aucune influence, comme nous l'avons vu.

XIII. *Les pertes primaires dans le fer.* — Jusqu'à présent nous n'avons pas fait entrer en ligne de compte les pertes primaires dans le fer. Comme l'on sait, celles-ci dépendent de l'hystérésis magnétique qui est cause que les ampères-tour résultants du stator doivent atteindre un peu plus tôt leur maximum périodique. La figure 9 reproduit le parallélogramme OBDY de la figure 2. Si OD représente le champ résultant et OY le courant secondaire, l'angle DOY est donné, qu'il y ait ou non de l'hystérésis magnétique, car le courant dépend seulement du champ qui le produit, de quelque façon que ce champ prenne naissance. Au contraire, les ampères-tour OD résultant des courants OB et OY et produisant le champ OD doivent, lorsqu'il

Fig. 9.

y a de l'hystérésis, avoir lieu un peu plus tôt pour permettre la formation au bon moment de la force contre-électromotrice, mais la grandeur des ampères-tour résultants nécessaires ne change pas. Soit OD′ la position correspondante décalée de la force magnétomotrice. Le courant du rotor n'étant pas influencé par cette modification, le courant du stator OB doit, par son décalage en avant, provoquer seul l'avance de OD′ : soit OB′ la nouvelle position de son vecteur. Il est plus commode pour nous de laisser invariable l'extrémité B du courant du stator et de décaler à sa place l'origine O vers O′, ce qui déplace OB′ parallèlement à lui-même en O′B. L'accrois-

sement de la composante wattée du courant doit être exactement égale aux pertes dans le fer et correspondre environ au segment OO′ que nous portons, pour plus de simplicité, dans la direction de la différence de potentiel aux bornes. *Donc, pour tenir compte dans le diagramme des pertes dans le fer, il suffit de déplacer l'origine de tous les courants du stator d'une quantité égale au courant watté des pertes dans le fer par phase.*

Les courants de Foucault qui se produisent dans le fer peuvent être assimilés aux pertes par hystérésis car leur action se manifeste pratiquement par un décalage du vecteur du courant primaire

Si V_c représente les pertes totales dans le fer en watts, on a dans les figures 9 et 10 :

$$OO' = \frac{V_c}{3P} \text{ ampère.} \tag{42}$$

En tenant compte des pertes dans le fer nous avons introduit une légère erreur dans le diagramme car la modification de phase du courant primaire fait varier un peu la valeur de la chute de tension : cet effet est trop petit pour fortifier une complication du diagramme.

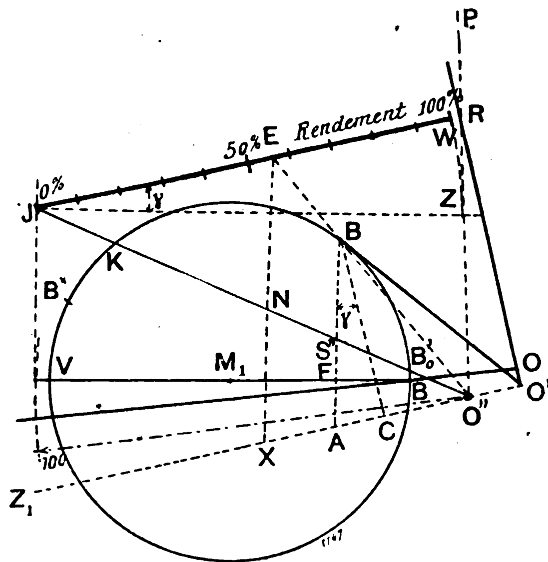


Fig. 10.

XIV. *Le rendement.* — D'après ce qui précède, O′B est le courant réel du stator pour le point B et la puissance absorbée est mesurée par la composante wattée BC : cette dernière est parallèle et O′C perpendiculaire à la différence de potentiel P aux bornes (fig. 10). D'après les résultats du paragraphe XI, le courant watté de la puissance utile est égal au segment BS′ (perpendiculaire sur le diamètre B_0V). Le rendement du moteur est donc égal au quotient :

$$\eta = \frac{BS'}{BC}. \tag{43}$$

Prolongeons dans la figure 10 BS′ jusqu'au point de rencontre A avec O′C et désignons l'angle CBA par γ, on a évidemment aussi

$$\eta = \frac{BS'}{BA}\,\frac{1}{\cos\gamma}. \tag{44}$$

Prolongeons la ligne de puissance KB_0' jusqu'au point de rencontre O″ avec $O'Z_1$, menons par un point quelconque J de la ligne de puissance $B_0'K$ une perpendiculaire JR à la différence de potentiel aux bornes, et, par son point d'intersection E avec la droite O″B menons une parallèle EX; menons également par O″ une parallèle O″R à BA. Nous trouvons alors sur EX un rapport proportionnel au rendement :

$$\eta = \frac{EN}{EX} \cdot \frac{1}{\cos\gamma}.$$

Par construction, EX est égal et parallèle à O″R ; le rendement est donc aussi

$$\eta = \frac{EN}{O''R} \cdot \frac{1}{\cos\gamma},$$

ou encore

$$\eta = \frac{JE}{JR\cos\gamma}.$$

Abaissons de J sur RO″ une perpendiculaire JZ (JZ est parallèle au diamètre B_0V) et rabattons-la en JW sur JR :

$$JW = JR\cos\gamma$$

et le rendement du moteur est exprimé par

$$\eta = \frac{JE}{JW}. \tag{45}$$

Cette égalité conduit à une construction très simple pour la détermination d'une échelle des rendements : avec le rayon 100, décrivons un arc de cercle autour du point d'intersection O′ de la ligne de puissance KB″o avec la perpendiculaire OZ_1 sur la différence de potentiel aux

bornes et traçons la tangente perpendiculaire à BV qui coupe la ligne de puissance au point J. A partir de ce point, portons sur une perpendiculaire JR à la différence de potentiel aux bornes P une échelle 100, JW = 100 mm avec J comme point zéro. Joignons un point quelconque B avec le point d'intersection O″; le point d'intersection de cette ligne de jonction et de l'échelle JW détermine directement le rendement du moteur pour chaque point de fonctionnement.

Cette construction permet de voir si le maximum de rendement d'un moteur coïncide avec le maximum du cos φ. Ce dernier se produit évidemment quand le point O″ coïncide avec O′ ou, en d'autres mots, quand le décalage du courant

Fig. 11.

à vide concorde avec celui du courant de court-circuit. Si par exemple le cos φ du courant de court-circuit l'emporte, le meilleur rendement a lieu à une charge plus faible que le décalage le plus favorable.

Exposé des résultats et construction du diagramme d'après les chiffres d'expérience.

A. *Essais*. — 1° Etablissement d'une courbe de puissance et de courant à vide en fonction de la tension.

Le courant à vide pour la tension normale sera désigné par J_0 et son décalage par cos φ.

2° Etablissement d'une courbe de puissance et de tension en court-circuit en fonction du courant. Les valeurs pour le courant à peu près normal sont calculées sur la tension normale et l'on augmente le courant proportionnellement à la première puissance, et la puissance proportionnellement au carré du rapport.

Soient J_k et cos φ_k les valeurs respectives, rapportées à la tension normale.

3° Détermination de la résistance ohmique d'une phase du stator W_1.

B. *Construction du diagramme*. — 1° Sur une droite O′P comme différence de potentiel aux bornes on trace un demi-cercle dont le diamètre a exactement 100 mm et, à l'extrémité O′ de ce diamètre, on élève une perpendiculaire O′Z,

2° On construit le vecteur de courant à vide $O'B_0$ et le vecteur du courant de court-circuit O'K. On trouve leurs directions en décrivant de O' comme centre un arc de cercle dont le rayon a en millimètres le nombre qui mesure cos φ en pour cent, en prenant le point d'intersection de cet arc avec le demi-cercle décrit sur O'P et en joignant à O' les points d'intersection obtenus. Pour les ampères, on choisit une échelle aussi grande que possible et l'on porte à partir de O' sur leurs directions de courant respectives le nombre de millimètres correspondant aux deux courants : soient $O'B_0$ et O'K. Par B_0 menons une droite auxiliaire B_0Z_2 parallèle à $O'Z_1$ (perpendiculaire à la différence de potentiel aux bornes O'P et tracée en pointillé).

3° Pour le calcul de τ_3, mesurons sur le diagramme le courant à vide théorique J_0' (sans frottement) à peu près égal à la composante dewattée de $O'B_0$, et déduisons-en la chute de tension théorique à vide W_1J_0', puis divisons cette dernière par la différence de potentiel aux bornes par phase

$$\tau_3 = \frac{W_1J'_0}{P} ;$$

4° Sur B_0Z_2 mesurons à partir de B_0 sur la gauche avec une échelle quelconque le segment unité B_0A (par exemple 100 mm), portons sur la perpendiculaire à son extrémité avec la même échelle de mesure deux fois le segment τ_3 : nous déterminons ainsi les points A_1 et A_2 : en joignant A_1 et A_2 avec B_0 et prolongeant A_1B_0 jusqu'au point de rencontre O avec O'P, nous obtenons les rayons OZ et B_0Z_3. Ce dernier contient le centre M_1 du cercle du diagramme. (Équation 6, paragraphe 5 et équation 31 paragraphe 8) Comme nous le remarquerons plus en détail dans la suite, nous avons remplacé ici le point B_0 (fig. 7) par B_0', ajoutant pour simplifier le frottement et la ventilation aux pertes constantes dans le fer. Par suite de cette inexactitude négligeable, le décalage du courant primaire aura une valeur un peu trop favorable).

5° Le cercle du diagramme doit passer par les points B_0 et K; par conséquent la perpendiculaire au milieu de B_0K détermine sur la droite B_0A_2 le centre M_1 du cercle cherché.

6° Le cercle coupe OZ au point L. Le coefficient de dispersion total du moteur est $\tau = \frac{OB_0}{OL}$ (équation 26, paragraphe 8).

7° A partir de O portons en OE sur OZ avec une échelle de mesure quelconque la grandeur τ précédemment trouvée; élevons en E une perpendiculaire EE_1 de longueur τ_3 à la même échelle que τ et joignons O et E_1 pour déterminer sur le cercle le point B^x de glissement infini (équation 27 paragraphe 8 et équation 41 paragraphe 12).

8° Joignons l'extrémité du courant à vide B_0 avec le point de court-circuit K (ligne des puissances) et avec le point B^x de glissement infini (ligne des couples).

9° Joignons B^x à K et menons par une pointe T une parallèle TY à la tangente en B^x telle que le segment TY = 100 mm. TY est l'échelle des glissements (paragraphe 12).

Soit B l'extrémité du vecteur de courant primaire pour un état quelconque de fonctionnement. Pour pouvoir déduire du diagramme les différentes valeurs nécessaires, il faut encore mener les lignes suivantes :

1° O'B prolongée jusqu'au point de rencontre U avec le demi-cercle de la différence de potentiel.

2° Du point B, une perpendiculaire à B_0V sur laquelle les points S et G sont déterminés par la ligne des puissances B_0K et la ligne des couples B_0B^x.

3. BB^x jusqu'au point de rencontre X avec l'échelle des glissements.

Ceci fait, on tire immédiatement du diagramme :

1° *Le courant du stator* égal à la longueur O'B mesurée avec l'échelle de courant primitivement choisie.

2° *Le cos* φ égal à la longueur en millimètres du segment O'X.

3° *La puissance utile* égale au segment BS mesurée comme courant watté avec l'échelle de courant (§ XI). Si P est la différence de potentiel aux bornes par phase, la puissance utile en chevaux est :

$$L_1 = \frac{BS^{amp.}\, P^{volts}.\, 3}{736} \qquad \text{(éq. 39 XI)}$$

4° *Le couple* déterminé par la longueur BG qui représente le courant watté de la puissance que le stator transmet au rotor (§ X). Si nous divisons cette puissance par la vitesse synchrone, nous obtenons le couple électrique du

moteur à la charge en question :

$$\text{couple} = 2.92 \frac{BG^{\text{amp. Pvoits}}}{n} \text{ kgm} \quad (\text{éq. 38 § X})$$

où n = vitesse de rotation par minute à vide. Le couple utile est un peu plus faible à cause des frottements et de la ventilation.

5° Le rendement, égal au quotient $\frac{BS}{BC}$ mm (§ XIV).

La ligne BC, perpendiculaire menée de B sur Od_1 (courant watté de la puissance absorbée), peut n'être pas tracée en réalité.

Le paragraphe XIV contient une construction très simple pour l'échelle des rendements, mais l'auteur préfère déterminer ce dernier par la méthode précédente qui est plus courte et par conséquent plus exacte. On pourrait aussi trouver une construction graphique pour le rendement apparent, mais il est plus rapide d'effectuer avec une règle à calculer le produit de η et de cos φ.

6° *Le glissement* est mesuré directement en millimètres sur l'échelle TY par le segment TX, X étant le point d'intersection de la droite B^xB avec l'échelle (§ XII).

Il est nécessaire de faire quelques remarques sur les mesures.

Mesure de la marche à vide. — *a.* Lorsque la courbe de la tension d'alimentation diffère sensiblement de la forme sinusoïdale il y a, même à pleine vitesse, un glissement important par rapport aux champs dus aux harmoniques supérieurs et tournant avec une grande vitesse. Pour cette raison, il se produit même à vide dans beaucoup de cas des courants de court-circuit qui peuvent augmenter sensiblement la valeur du courant à vide. L'action de ces composantes disparaît à peu près à pleine charge. Pour obtenir le courant exact à vide, il faut ouvrir le circuit de l'induit à pleine vitesse et lire aussitôt après le courant et la tension. Une diminution du nombre d'ampères à l'ouverture du court-circuit décèle avec certitude une mauvaise courbe de courant, à condition que l'observation ne soit pas faite à trop basse tension et que tout le système triphasé soit symétrique. Il n'est pas bon de lire le courant lorsque l'induit est immobile et à circuit ouvert car il peut se produire des courants de Foucault qui occasionnent un accroissement de courant.

b. Il arrive que dans les mesures à vide l'aiguille du wattmètre ait des oscillations rythmées. Les causes de ces oscillations sont de deux sortes. Si la cadence des oscillations devient plus rapide lorsqu'on freine très légèrement le moteur, on peut conclure avec certitude à une dissymétrie de phases dans l'induit, soit parce qu'un contact est mauvais, soit parce qu'il n'y a pas le même nombre de tours dans les trois phases, soit parce que l'on a placé un ampère-mètre dans une seule phase du rotor. Si au contraire la fréquence des oscillations de l'aiguille wattmétrique est indépendante du glissement, le phénomène est causé par la non uniformité de la vitesse de rotation du système primaire due à la commande des générateurs.

Établissement de la courbe de court-circuit. — Comme l'on sait, la résistance apparente du système total varie d'après la position de l'induit en court-circuit par suite de l'action des dents. Pour obtenir la valeur moyenne exacte, il est nécessaire de tourner lentement le rotor pendant la mesure du courant de court-circuit. La valeur moyenne du courant n'est pas influencée par cette diminution du glissement parce que la résistance totale est presque purement inductive.

De plus on doit avoir soin, aux basses tensions, de ne pas intercaler dans une seule phase une série d'instruments de mesure. Le courant dans cette phase serait alors trop faible et le wattmètre, servant à la mesure de l'énergie du système total, indiquerait trop de pertes dans le cuivre.

Mesures en court-circuit. — Dans l'induit presque immobile en court-circuit, il se forme des courants de Foucault qui disparaissent pendant le fonctionnement normal. Le wattmètre indique encore trop de pertes dans le cuivre. Comme notre diagramme ne comporte pas de correction de ce phénomène, il est nécessaire de soustraire ces pertes pour obtenir rigoureusement le cercle du vecteur de courant, mais elles sont très difficiles à déterminer et l'on est forcé de les prendre approximativement.

Les courants de Foucault qui peuvent se produire dans le cuivre du stator ont une action tout à fait semblable à un accroissement de résistance. Si par exemple il se trouve que les pertes totales dans le cuivre primaire sont de a p. 100 plus grandes que celles calculées d'après

la résistance ohmique, nous devons en tenir compte dans le diagramme par un accroissement proportionnel de la résistance primaire, c'est-à-dire par l'introduction d'un facteur correspondant dans la grandeur τ_3.

$$\tau_3 = \frac{\text{chute ohmique de tension primaire dans la marche à vide}}{\text{différence de potentiel aux bornes}}.$$

Le point de court-circuit doit aussi être corrigé. Les courants de Foucault dus aux flux de dispersion produisent un amortissement qui réduit un peu la dispersion du moteur et dont l'effet sur le rotor serait compliqué à déterminer expérimentalement. Supposons que la dispersion à l'arrêt et en marche reste la même et faisons passer le cercle du diagramme par le point de court-circuit déterminé directement avec le wattmètre. Ce point est placé trop haut parce que le segment KG″ de la figure 12,

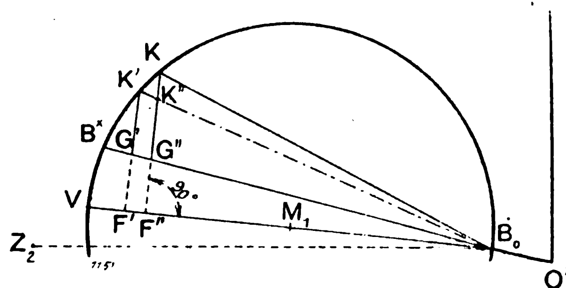


Fig. 12.

c'est-à-dire l'énergie transmise à l'arrêt au rotor devrait être de *a* p. 100 plus faible. Soit G″K″ la valeur corrigée. En portant le point K en K″, on modifie la grandeur des courants du moteur, et par conséquent les pertes Joule dans l'induit; la longueur K″G″ doit donc être encore corrigée. Comme la dispersion du moteur est supposée constante et que les courants de Foucault ne représentent qu'une modification de la résistance ohmique, l'extrémité B du courant de court-circuit doit se déplacer sur le cercle. On peut facilement montrer que la ligne de jonction B_0K'' détermine sur le cercle le point de court-circuit exact corrigé K′. L'équation (33) montre que le courant du rotor DB, (fig. 7), est proportionnel à la corde B_0B : dans la figure 12, B_0K est donc une mesure du courant secondaire au court-circuit. Si sa grandeur varie de B_0K à B_0K', les watts du rotor varient proportionnellement à la projection B_0F'' de B_0K sur le diamètre B_0V.

Mais

$$\frac{B_0F''}{B_0F'} = \frac{B_0G''}{B_0G'} = \frac{G''K''}{G'K'}.$$

Donc si O″K″ représente la perte purement ohmique due au courant non corrigé B_0K, G′K′ représente la perte réelle due au courant du court-circuit B_0K'.

En pratique, on abaisse du point de court-circuit K mesuré une perpendiculaire sur le diamètre B_0V, on porte vers le haut à partir du point de rencontre G″ de cette perpendiculaire avec la ligne B_0B^x la perte ohmique due au courant de court-circuit non corrigé et l'on détermine le point cherché K′ au moyen de la droite B_0K''.

Détermination du courant secondaire. — Dans l'exposé du diagramme nous n'avons pas parlé du courant secondaire parce qu'on n'en a besoin que très rarement. : nous allons indiquer la construction par laquelle on l'obtient.

Joignons à B^x le centre du courant théorique O (centre de courant d'un moteur sans pertes dans le fer) et déterminons aussi sur le cercle le

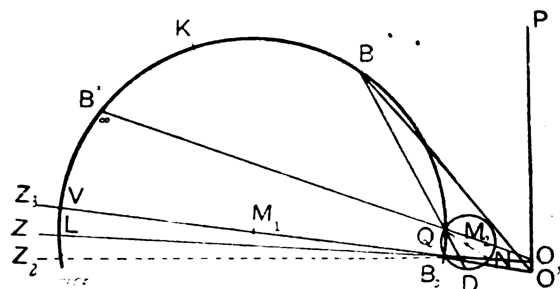


Fig. 13.

point Q (fig. 13). D'après l'équation 13, nous devons partager OB_0 en deux parties

$$\frac{ON}{NB_0} = \frac{\tau_2 + \tau_1\tau_2}{\tau_1},$$

τ_1 et τ_2 désignant les coefficients de dispersion primaire et secondaire (§ II).

Prenons la ligne de jonction NQ comme diamètre d'un cercle M_2 qui passe par le point B_0. Si O′B est un courant primaire quelconque, le courant secondaire correspondant est BD à la

même échelle. Ce courant se rapporte à des enroulements primaire et secondaire d'un même nombre de tours, abstraction faite de la différence des facteurs d'enroulement. Pour obtenir à peu près les ampères secondaires réels, il suffit de multiplier le courant du diagramme par le rapport de transformation.

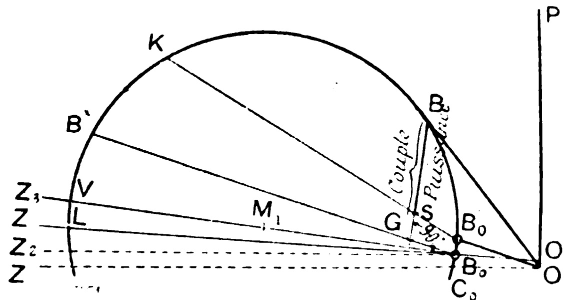


Fig. 14.

Séparation des frottements et des pertes dans le fer. — Lorsqu'on prolonge la courbe de puissance à vide jusqu'à des tensions assez faibles, et qu'on extrapôle jusqu'à l'ordonnée nulle, on peut déterminer à peu près la part due aux frottements et à la ventilation. Il ne faut d'ailleurs pas perdre de vue que cela ne peut être fait que si le centrage est très exact, car sans cela il se produit sur les coussinets une pression qui dépend de la tension et est due à l'inégalité des actions magnétiques.

Dessinons, comme d'ordinaire, le point réel de marche à vide B'_0, traçons sa composante wattée B'_0C_0 et, à partir de B'_0, retranchons du courant watté B'_0B_0 les frottements de la ventilation. Le point B_0 remplit exactement les fonctions précédentes avec cette seule différence que la ligne des puissances va de K à B'_0 au lieu de B_0 (§ XI). En réalité les proportions sont telles qu'il est impossible de faire graphiquement cette distinction. Le fait de pouvoir ou de ne pas pouvoir séparer dans les cas ordinaires les pertes constantes n'a pratiquement aucune influence sur le rendement et une très faible influence sur le cos φ.

Position du diamètre du cercle. — La construction des angles compris entre les rayons B_0Z_2, B_0Z et B_0Z_3 (fig. 11) est telle que

$$\operatorname{tg} ZB_0Z_2 = \tau_3^x \text{ et } \operatorname{tg} Z_3B_0Z_2 = 2^x\tau_3.$$

En réalité le premier angle devrait être exactement la moitié du second et l'on devrait avoir

$$\sin ZB_0Z_2 = \sin Z_3B_0Z = \tau_3$$

ou

$$\operatorname{tg} ZB_0Z_2 = \operatorname{tg} Z_3\hat{B}_0Z = \tau^x_3,$$

et, d'après l'équation (7) :

$$\tau_3^x = \frac{\tau_3}{\sqrt{1-\tau_3^2}}.$$

Ces angles sont si petits que la différence entre le sinus et la tangente, c'est-à-dire entre τ^x_3 et τ_3 est absolument négligeable.

Le diagramme que nous avons exposé peut servir pour toute la marche en génératrice de la machine. Il donne, pour le fonctionnement hypersynchrone, les courants, puissances, glissements, rendements, etc.

Exemple. — *Essai d'un moteur triphasé de 20 chevaux d'Œrlikon.* — 380 volts, 1 500 tours, 50 périodes.

A. *Mesures.* — 1° Marche à vide :

Courant à vide pour 380 volts et 50 périodes .	7,3 amp.
Consommation en watts à 380 volts	880 watts
Frottements et ventilation en extrapolant. . .	450 »

Décalage à vide :

$$\cos \varphi_0 = \frac{880}{7{,}3 . 380 . \sqrt{3}} = 0{,}184.$$

Courant watté des frottements :

$$\frac{450}{380 . \sqrt{3}} = 1{,}34 \text{ ampère.}$$

2° Court-circuit (le rotor tournant lentement) :

Tension à 35 ampères et 50 périodes . . .	77 volts
Consommation en watts à 35 ampères. . .	2 050 watts

d'où

$$\cos \varphi_K = \frac{2050}{77 . 35 . \sqrt{3}} = 0{,}437.$$

Courant de court-circuit pour 380 volts :

$$35 . \frac{380}{77} = 172{,}5 \text{ amp.}$$

Perte en watts en court-circuit pour 380 volts :

$$2050 \left(\frac{380}{77}\right)^2 = 50.000 \text{ watts.}$$

3° Résistance ohmique :

d'une phase du stator. . . . . . . $w_1 = 0{,}212$ ohms
d'une phase du rotor . . . . $w_2 = 0{,}0386$ =

4° Rapport des nombres de tours d'enroulement :

$$\frac{\text{stator}}{\text{rotor}} = \frac{1}{0{,}381}.$$

B. *Construction du diagramme* (fig. 15) :

1° Échelle de mesure du courant :

1 amp. = 1 mm.

2° Détermination des pertes par courants de Foucault au stator :

Courant secondaire pour 35 ampères au primaire :

$$\text{environ } \frac{35}{0{,}381} = 92 \text{ amp.}$$

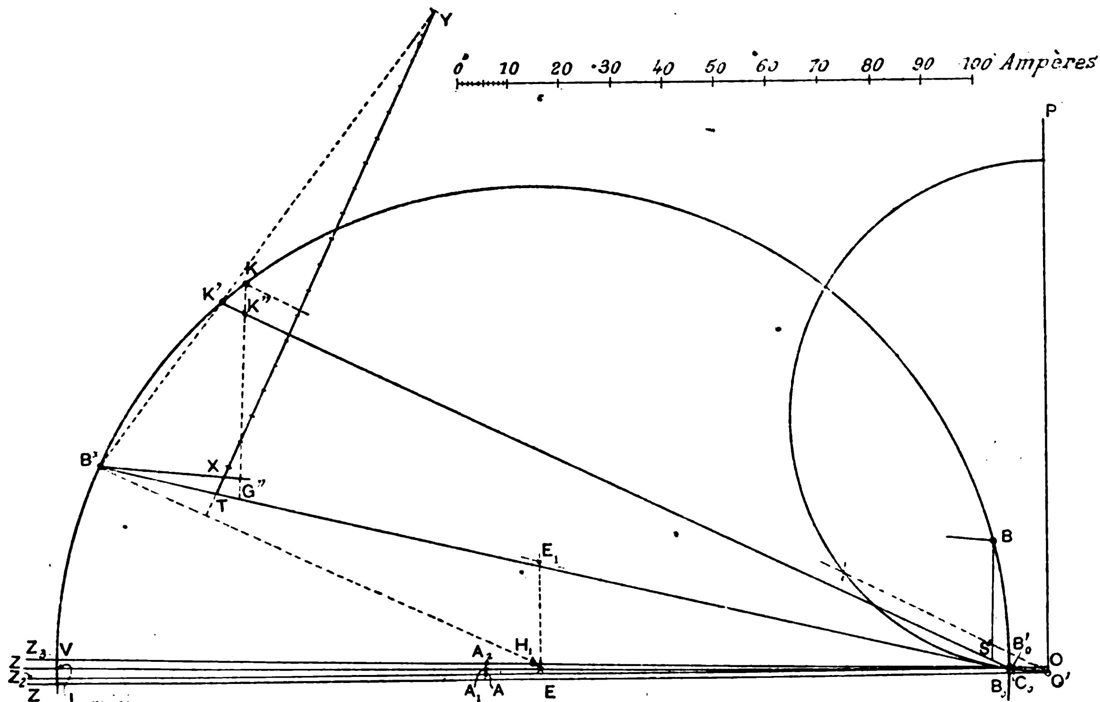


Fig. 15.

Pertes ohmiques :

stator $3 . \overline{35}^2 . 0{,}212 = 778$ watts
rotor $3 . \overline{92}^2 . 0{,}0386 = 980$ »
Total . . . . 1758 watts

Au wattmètre on mesurait, pour 35 ampères : 2050 watts.

Les dimensions des conducteurs aux stator et rotor étaient du même ordre de grandeur : nous partageons donc l'excédent également entre les deux :

Pertes dans le stator . . . . . $778 + 146 = 924$ watts
Pertes dans le rotor (en marche) $980 + 0 = 980$ »

La distance du stator doit donc être corrigée et devient

$$w_1' = 0{,}212 \frac{924}{778} = 0{,}252 \text{ ohms.}$$

La perte Joule pour 380 volts est de : $980 \left(\frac{380}{77}\right)^2 = 24\,000$ watts.

Le courant watté de la perte Joule à 380 volts : $\frac{24\,000}{380\sqrt{3}} = 36{,}4$ ampères.

3° Construction du demi-cercle décrit sur O'P (diamètre 100 mm) ; ensuite on élève la perpendiculaire O'Z, et l'on marque l'extrémité des vecteurs $O'B'_0$ (courant à vide) et O'K

(courant de court-circuit). Sur la composante wattée B'_0C_0 du courant à vide on porte vers le bas le courant watté B'_0B des frottements, égal à 0,685 ampère, et l'on élève en B_0 la perpendiculaire B_0Z_2 à la différence de potentiel aux bornes.

4° Le courant à vide théorique (sans frottements) est à peu près égal à la composante déwattée C_0O' du vecteur $O'B'_0$, soit 7,2 ampères : la chute de tension théorique est donc

$$7,2 \times 0,252 = 1,82 \text{ volts}$$

et l'on a

$$\tau_3 = \frac{1,82}{\left(\frac{380}{\sqrt{3}}\right)} = 0,00828.$$

5°

$$B_0A = 100 \text{ mm.}$$
$$AA_1 = \tau_3 = 0,828 \text{ mm.}$$
$$AA_2 = 2\tau_3 = 1,656 \text{ mm.}$$

6° Construction du centre M_1 comme point de rencontre de la perpendiculaire au milieu de B_0K avec la droite B_0A_2.

7°

$$\tau = \frac{OB_0 \text{ mm}}{B_0L \text{ mm}} = 0392$$

8°

$$OE = \tau = 98 \text{ mm}$$
$$EE_1 = \tau_3 = 20,7 \text{ mm.}$$

9° Point d'intersection B^X (glissement infini) dans le prolongement de OE_1, et construction de la ligne des couples B^XB_0.

10° Du point de court-circuit K on abaisse une perpendiculaire sur le diamètre B_0V, on détermine le point d'intersection G'' avec B_0B^X, et l'on porte sur le haut en $G''K''$ le courant watté 36,4 ampères de la perte ohmique dans l'induit au court-circuit. La ligne de jonction $K''B'_0$ donne la ligne des puissances et détermine le point corrigé K' sur le cercle.

11° TY est perpendiculaire au rayon B^XM, et a une longueur de 100 mm entre les droites B^XK' et B^XB_0. TX est égal au glissement en pour cent relatif au point de fonctionnement B.

On prend alors sur le cercle un nombre arbitraire de points de fonctionnement B, on abaisse de chacun d'eux sur B_0V une perpendiculaire jusqu'au point S' de rencontre avec la ligne des puissances B'_0K' et l'on cherche pour chaque point B le point de rencontre X sous l'échelle des glissements. Ensuite on mesure pour chaque point de fonctionnement comme cela a été expliqué, la puissance utile, le courant primaire, le cos φ, le rendement et le glissement, et l'on calcule à la règle le rendement apparent.

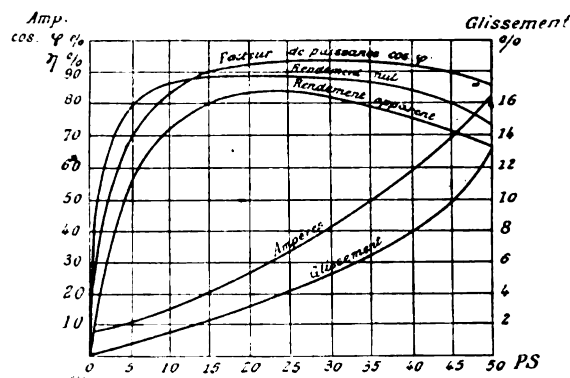


Fig. 16.

Pour le moteur en question, nous avons tracé, au moyen du diagramme de la figure 15, les courbes de la figure 16. Comme contrôle nous avons chargé le moteur avec une dynamo directement accouplée et nous avons mesuré de cette manière le rendement, le décalage et les ampères primaires. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau suivant :

PUISSANCE utile chevaux.	RENDEMENT	cos φ d'après les volts-ampères.	cos φ comme quotient des lectures du wattmètre.	AMPÈRES
15	90,5	0,892	0,92	20,5
20	90	0,912	0,932	26,8
25	89,2	0,92	0,94	34
30	88	0,915	0,939	41,5

Comme on le voit, les facteurs de puissance déduits directement des lectures du wattmètre sont un peu plus grands et ceux déduits des volts-ampères un peu plus petits que la valeur du diagramme. Comme le courant d'alimentation était fourni par un générateur spécial produisant une tension purement sinusoïdale, on peut se fier entièrement aux chiffres de la quatrième colonne. Les ampères concordent tout à

fait, mais les rendements au freinage sont un peu plus élevés. La concordance des résultats est très satisfaisante, puisque les plus grands écarts n'atteignent pas 2 p. 100. En tous cas le rendement déterminé au moyen du diagramme est beaucoup plus sûr que le rendement obtenu par freinage avec une dynamo.

O. A.

ÉCLAIRAGE

La lampe Bastian à vapeur de mercure. *The Electrician Review.*

La figure ci-contre nous montre le mécanisme de la lampe Bastian. Quand le courant est lancé, l'électro-aimant g est aimanté et attire la pièce g_1 ;

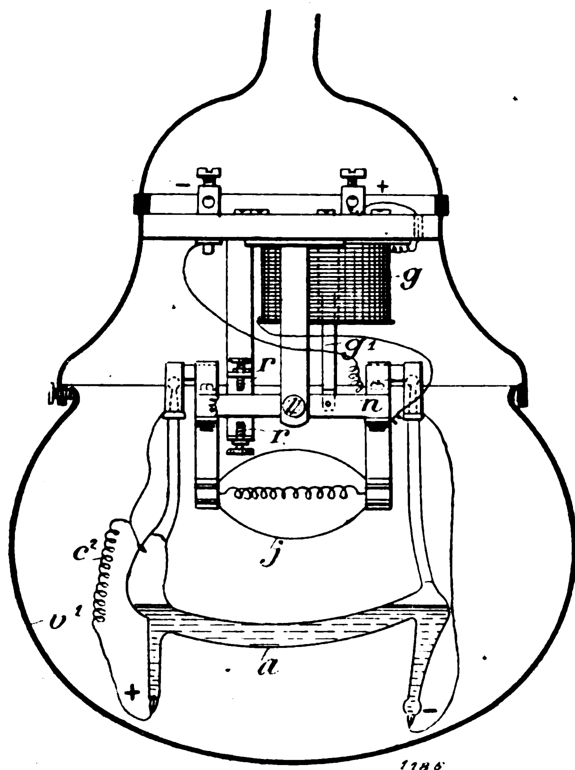


Fig. 1.

celle-ci entraîne la lampe a_1 qui est fixée au levier n ; elle s'incline et le mercure est séparé du côté de l'électrode négative. Le petit arc ainsi formé s'étend sur toute la longueur du tube en vertu de la pression de la vapeur de mercure dégagée dans le tube. Le jeu du levier n est réglé par les vis r, r.

La lumière obtenue est exactement comparable à un beau clair de lune, car elle est dépourvue de rayons rouges. Pour remédier à ce défaut, un filament de charbon j peut être mis en série avec la lampe à vapeur de mercure, et dans ce cas, on adjoint une résistance de démarrage c_2 ; c_2 se supprime d'elle-même quand l'arc à mercure est suffisamment formé. Le globe de verre v_1, qui enferme le tout, étant dépoli, les deux lampes ne se remarquent pas de l'extérieur, et leurs lumières concourent à la formation d'une lumière pratiquement blanche, à laquelle des objets colorés apparaissent avec leur couleur vraie.

Il faut noter que, dans la lampe Bastian, les deux électrodes sont en mercure ; l'arc semble avoir la section d'un crayon de plomb, et cela en partie est dû à l'action grossissante du tube de verre ; il a en outre une longueur de 3 pouces environ. La lampe est parfaitement auto-réglable, et tout à fait insensible aux grandes variations de tension, sauf en ce qui concerne l'intensité de la lumière émise. Le pouvoir éclairant est de 2,5 bougies par watt, presque dix fois celui d'une lampe à incandescence ordinaire. Chaque lampe travaille entre 40 et 60 volts, et prend un courant de 0,65 ampère, pour donner 80 bougies.

Ces lampes sont spécialement appropriées à l'éclairage des rues, étant incontestablement meilleur marché que toute autre, sauf, cependant, les lampes à arc ; elles peuvent être montées sur les poteaux ordinaires à une hauteur de 10 pieds.

L. M.

TRACTION

Système de chemin de fer électropneumatique de Sahulka. *Western Electrician.*

Le principe du système du professeur Johann Sahulka, de Vienne (Autriche), est d'utiliser un accumulateur d'air comprimé. L'arbre moteur commande deux moteurs séparés, en relation simplement par l'intermédiaire de cet arbre. L'un est électrique, l'autre est un moteur à air comprimé. Le dernier n'entre en action qu'au démarrage et aux différents endroits de la voie, qui sont dépourvus de conducteurs électriques ; éventuellement même on peut avoir recours à lui sur les portions du parcours où il est néces-

saire d'augmenter l'effort de traction. Le moteur électrique, d'autre part, travaille sans discontinuer, pendant la plus grande partie du temps où la pleine vitesse est maintenue, et le moteur à air comprimé agira plutôt comme moteur de démarrage, le moteur électrique constituant le moteur actif principal. Au lieu d'un seul moteur électrique et d'un seul moteur à air comprimé, on peut employer des groupes de moteurs, et l'air comprimé peut être remplacé par tout autre générateur de force. Le moteur électrique est indifféremment à courant continu, monophasé ou polyphasé. Le contrôle des deux moteurs, électrique et à air comprimé, se fait soit par des contrôleurs séparés, soit par un contrôleur unique. Un avantage du système Sahulka est que le moteur électrique n'est mis en circuit qu'en pleine vitesse seulement, ce qui permet la suppression de tous les rhéostats de démarrage. D'autre part, tous les conducteurs peuvent être

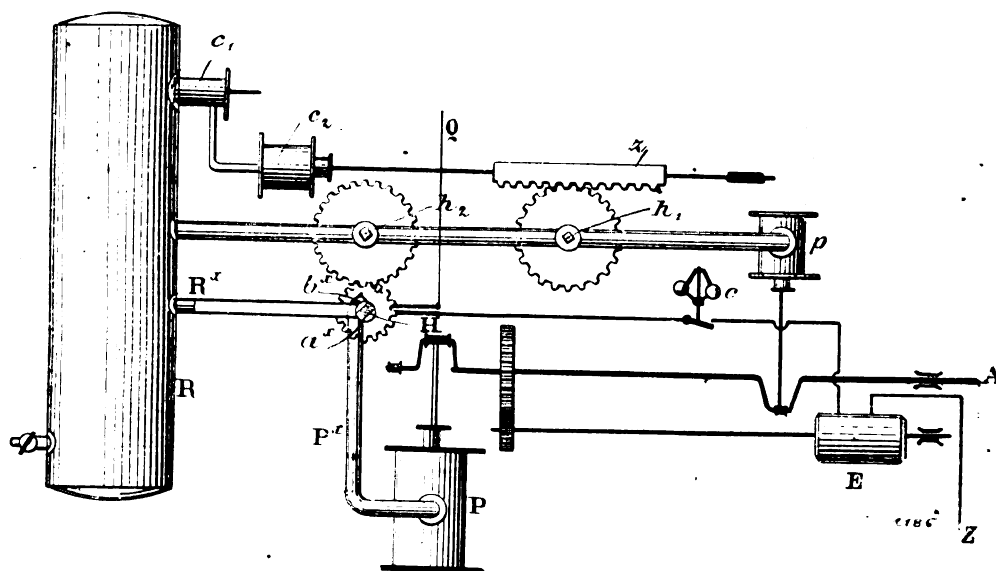


Fig. 1.

supprimés dans les stations, et on n'a pas à faire scrupuleusement attention au point où ils recommencent.

La figure shématique ci-contre donne une vue d'ensemble de l'appareil.

Les moteurs E et P transmettent leur puissance indépendamment à l'essieu moteur A. Par cet essieu est actionné le petit compresseur *p*. Au démarrage, le moteur P seul entre en action, et c'est seulement quand on a atteint une certaine vitesse que, le contrôleur H met le moteur E en circuit et enlève le moteur P.

Quand la voiture démarre pour la première fois, l'accumulateur R doit être complètement chargé par une source extérieure. Pendant le service, R est toujours chargé, et même au bout de plusieurs heures de repos, il reste assez de pression dans le réservoir pour assurer le démarrage de la voiture.

Le système est applicable aux trains à unités multiples. Il suffit d'établir une canalisation pour l'air comprimé et des conducteurs pour le courant.

L. M.

Trains à unités multiples Westinghouse.

Le système électropneumatique Westinghouse est connu aux États-Unis sous le nom de système « Turret », parce qu'il a plus ou moins l'apparence extérieure des dispositions de tourelles des navires de guerre.

Le principe adopté consiste, comme dans dans l'ancien système Westinghouse, à commander les mouvements des régulateurs et inverseurs par des pistons à air comprimé, commandés eux-mêmes au moyen de soupapes électropneumatiques.

Mais, tandis que dans le précédent système

la Compagnie Westinghouse avait conservé les dispositions d'ensemble du régulateur de marche et de l'inverseur, elle a ici réalisé séparément les différents contacts primitivement réunis dans le régulateur principal, et elle a adopté les dispositions générales représentées par le schéma (fig. 1).

Ainsi qu'on le voit, le régulateur est composé de 13 interrupteurs électromagnétiques ou contacteurs disposés circulairement autour d'un réservoir d'air et renfermé dans une enveloppe cylindrique en tôle; c'est l'aspect de cette enveloppe cylindrique qui a fait donner à l'ensemble le nom de contrôleur du « turret system ».

Les contacteurs sont actionnés par des pistons

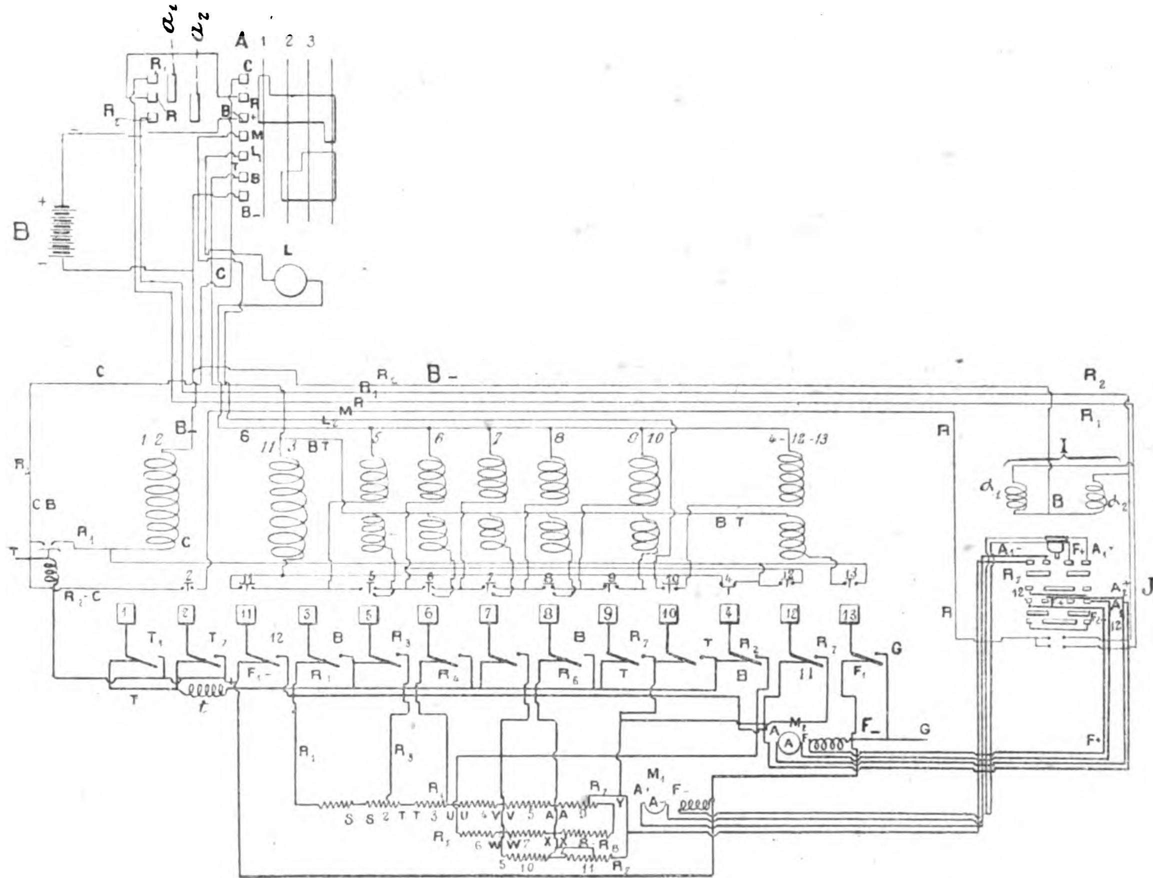


Fig. 1.

pneumatiques, commandés au moyen de soupapes électromagnétiques.

Les pistons, maintenus normalement levés par l'action d'un ressort à boudin, obéissent dans leur déplacement à une pression d'air de 5 kgr par centimètre carré exercée sur l'autre face. La rupture est rapide, grâce à l'action du ressort et aux dispositions adoptées.

Maintenant que nous avons fait connaître le principe qui distingue ce système de ceux précédemment décrits, nous allons, à l'aide de la figure 1, indiquer le fonctionnement des appareils avant d'en donner la description un peu plus détaillée.

Fonctionnement. — Le fonctionnement du système est obtenu à l'aide du contrôleur principal placé dans la cabine, simple commutateur multiple analogue à ceux des systèmes Sprague et Westinghouse déjà décrits.

Ce commutateur multiple A est commandé par le mécanicien, et sa rotation dans un sens provoque la marche en avant du train, position a_1 ; la rotation dans le sens opposé, la marche en arrière, position a_2.

L'appareil commande les bobines des électro-aimants inverseurs ou des soupapes électromagnétiques commandant les contacteurs pneumatiques.

Ces divers enroulements primaires sont représentés en traits fins dans la figure 1 et numérotés de manière à faciliter la compréhension du système.

Le commutateur multiple A leur distribue le courant d'une batterie B, composée de 7 éléments d'accumulateurs dont nous reparlerons plus loin, et le courant de la batterie est transmis directement à l'équipement représenté figure 1 par 7 fils qui portent les désignations C, R, R_1, R_2, M, L_2, S. Un coupleur à sept fils permet de brancher semblablement les équipements des autres voitures motrices sur les sept conducteurs précités.

A la première position du commutateur A, le courant de la batterie met en fonctionnement l'inverseur, toujours par l'intermédiaire de l'air comprimé effectuant l'effort nécessaire, l'électro correspondant (α_1 ou α_2 suivant le sens de marche) agissant simplement comme soupape.

Comme le contact sous 14 volts CB est normalement fermé, le relais CB du disjoncteur est excité, et ce relais, commandant les pistons pneumatiques 1 et 2, les met en action et ferme le circuit principal en T_1 et T_2.

Le passage *à la seconde position* du commutateur A détermine l'envoi du courant à la bobine 11,3 et au fil BT.

Les moteurs de chaque équipement sont mis en série par l'action des cylindres pneumatiques 11 et 3, le cylindre 11 effectuant la connexion série entre les moteurs M_1 et M_2, le cylindre 3 insérant les résistances à partir de R_1 sur le fil de trôlet T.

Dès lors, le courant principal entre en T à gauche dans le circuit principal de la voiture, passe dans la bobine de déclenchement 7 du disjoncteur automatique, suit le conducteur T jusqu'aux contacts principaux en parallèle T_1 T_2 des contacteurs 1, 2, traverse ces contacteurs et leur bobine de soufflage *t* et gagne la terre par l'intermédiaire des moteurs en série et des résistances en circuit R_1 SS_2 TT_3 UU_4 VV_5 AAGY.

La troisième position du commutateur A est celle qui détermine la suppression graduelle des résistances : elle est obtenue par la fermeture du circuit à travers l'interrupteur limiteur L, et en même temps à travers la bobine 5.

L'action de la bobine 5 est de supprimer la résistance n° 1 et de donner par des contacts auxiliaires portés par son armature le courant à la bobine 6. La bobine 6 supprime de même la résistance n° 2 et donne le courant à la bobine 7 ; à son tour celle-ci supprime une troisième résistance et donne le courant à la bobine 8, qui en supprime une quatrième et donne le courant à 9 et 10.

La bobine 9-10 commande les pistons 9 et 10 dont les contacteurs sont en parallèle et court-circuitent la dernière résistance en réunissant directement le fil R_7 au fil T.

Le limiteur L règle le jeu successif des électros ; mais il faut éviter que son fonctionnement ne fasse disjoncter tous les contacteurs fermés, son rôle devant se borner à prévenir la fermeture d'un nouvel interrupteur.

Pour cela, à la fermeture de chaque interrupteur à piston, un contact auxiliaire, représenté au-dessus, met hors circuit la bobine du limiteur L et donne le courant sur chaque électro à une seconde bobine ; cette disposition empêche les interrupteurs après leur fermeture d'abandonner leur armature quand le limiteur fonctionne.

La quatrième position du commutateur A correspond à la mise en parallèle des moteurs. Elle est effectuée au moyen des solénoïdes 4, 12 et 13, qui commandent les interrupteurs de même désignation. Quand ces interrupteurs se ferment, ils commencent par ouvrir le circuit des interrupteurs 3 et 11, dont le fonctionnement est incompatible avec le leur, puisqu'ils effectuaient la mise en série des moteurs, et, dès que leur armature est venue en contact, elle établit le courant à travers la bobine destinée à la maintenir en position.

Les contacteurs des résistances 6, 7, 8 et 9 sont alors mis en jeu comme précédemment.

On remarquera que la première résistance employée avec la connexion en parallèle des moteurs est la résistance 6 et non plus la résistance 5.

La bobine de déclenchement du disjoncteur, indiquée à gauche de la figure 1, est commandée par le circuit principal, de telle sorte qu'il existe un enclenchement entre le disjoncteur et l'interrupteur à main du circuit principal, et

qu'il est impossible après disjonction du premier de le refermer au risque de le maintenir bloqué avec la main, puisqu'on ne peut plus le refermer sans avoir préalablement supprimé le courant dans le circuit principal.

Nous donnerons maintenant quelques détails complémentaires sur les appareils et les dispositions adoptées pour leur montage.

Les conducteurs sont soigneusement isolés et renfermés dans des tubes à base d'amiante.

Aucun des gros câbles de l'équipement ne passe au-dessus du plancher de la voiture, si ce n'est un seul d'entre eux, pour gagner l'interrupteur principal placé dans la cabine du mécanicien.

L'air nécessaire à la commande est emprunté à une canalisation parcourant tout le train, et à laquelle est relié sur chaque voiture un réservoir auxiliaire à pression constante.

Ce réservoir offre même une certaine réserve

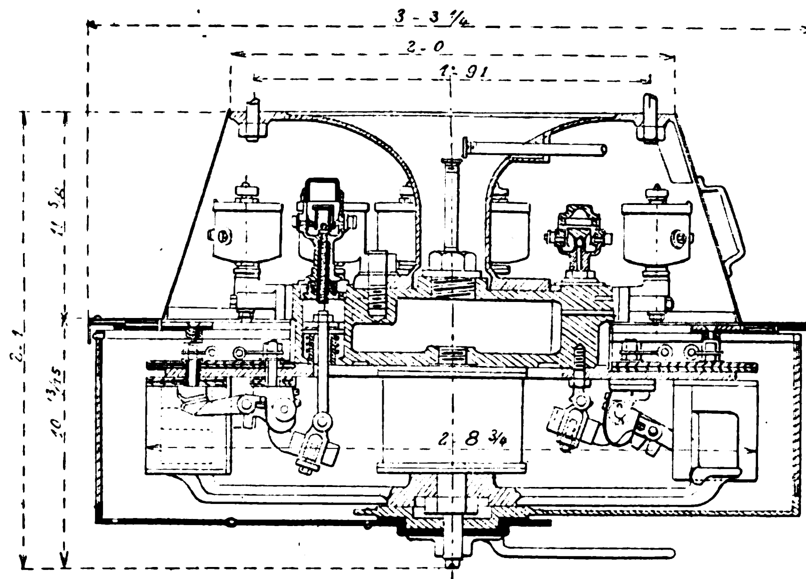


Fig. 2.

capable d'alimenter le train au cas où les compresseurs deviendraient inutilisables. Un nombre quelconque de voitures ainsi équipées peut être groupé ensemble, leur seule jonction étant assurée par une conduite d'air comprimé pour la commande des appareils et par la ligne à 7 fils, qui envoie aux soupapes électromagnétiques le courant de la batterie, courant sous tension de 14 volts, et qui n'offre par conséquent aucun danger.

Ce courant est distribué aux voitures à l'aide du commutateur multiple ou *contrôleur de mécanicien* dont nous avons parlé plus haut, appareil très simple et disposé dans la cabine du mécanicien.

Au-dessous est une *boîte de connexions* des fils de la batterie et de l'équipement, dont on peut ainsi effectuer facilement la disconnexion en cas de nécessité ; auprès du contrôleur de mécanicien est placé le *robinet de frein*, à la partie supérieure le *manomètre*, le tout tenant aussi peu de place que possible.

Les dimensions du contrôleur principal de mécanicien sont en effet les suivantes :

Hauteur	19 cm
Largeur	15 »
Profondeur	11 »

La disposition de la cabine est telle que la porte d'accès ferme normalement l'entrée de la voiture vers l'extérieur, mais peut se ramener de manière à fermer l'entrée de la cabine vers l'intérieur de la voiture et à isoler ainsi les appareils.

Signalons une particularité, qu'il a été demandé à la Compagnie Westinghouse de réaliser sur les équipements en question. Il existe un enclenchement tel entre l'appareil de frein et

l'appareil de commande du mécanicien que si celui-ci vient à retirer la main de la poignée de son appareil, la manette revient à la position neutre, et les freins sont automatiquement bloqués par cela même.

Les batteries commandant les soupapes électropneumatiques sont placées sous la voiture dans des boîtes de $63 \times 41 \times 41$ cm, et le poids de l'ensemble est de 136 kgr.

On emploie deux batteries de 7 éléments, c'est-à-dire une de plus qu'il ne serait nécessaire, ce qui permet d'assurer plus complètement la continuité du service et de charger l'une pendant le travail de l'autre. Cette charge est faite à travers une série de lampes avec le courant de la ligne.

L'inverseur de marche est commandé par deux cylindres à air comprimé au moyen de deux soupapes électromagnétiques mises en service l'une ou l'autre par le petit cylindre inverseur dont est muni l'appareil de mécanicien.

Cet inverseur est placé aussi près que possible des moteurs pour en réduire le câblage. Près de lui, sous la voiture, ou plus souvent du côté opposé à celle-ci par rapport au régulateur principal ou « Turret », est placé l'interrupteur limiteur destiné à régler l'accélération.

Le régulateur principal ou turret régulateur peut se comprendre aisément.

A la partie inférieure se trouvent les cheminées incombustibles entourant les contacts de rupture, soumis à un soufflage énergique du centre vers l'extérieur ; de plus l'action élastique des contacts et leur mouvement glissant favorisent le bon entretien de leur surface et empêchent les poussières de cuivre de se former et d'établir de mauvais contacts.

D'ailleurs on en comprendra mieux les détails à l'aide de la figure 2.

On voit au centre le réservoir d'air alimentant les petits cylindres affectés à la commande des interrupteurs. C'est dans l'enveloppe même du réservoir que ces cylindres sont pratiqués, de sorte que le tout forme une pièce sans jonction ni tuyauterie, de grande simplicité et d'emploi tout à fait pratique. On voit aussi à la partie centrale la bobine commune de soufflage de tous les contacteurs.

La commande serait *rigoureusement individuelle* si les contacteurs fonctionnaient tous séparément, mais comme un certain nombre d'entre eux fonctionnent en même temps, il n'est besoin pour les 13 contacteurs que de 8 cylindres pneumatiques seulement.

Nous compléterons les indications données par la liste suivante des poids d'appareils correspondant aux équipements du type Brooklyn, c'est-à-dire à un équipement à 2 moteurs de 150 chevaux.

Poids des appareils.

	Kgr
Contrôleur tourelle	315
Inverseur	50
Résistances	222
Relais disjoncteurs	17
Batterie d'accumulateurs	136
3 coupleurs	16
Réservoir supplémentaire	20
2 contrôleurs de commande	17
Batteries d'accumulateurs de 14 éléments	100
4 connecteurs à 7 fiches	14
1 détendeur d'air	7
Total	914

A. S.

SOCIÉTÉS SAVANTES ET TECHNIQUES

Choix de la vitesse des moteurs à courants continu ou alternatifs, suivant la nature du courant adopté (discussion). *Journal of the Institution of Electrical Engineers*, n° 166, p. 482, mai 1904.

La discussion qui suivit la communication faite sous ce titre par M. Hobart [1] présente quelques points intéressants qu'il n'est pas sans intérêt de signaler.

M. *Sylvanus Thompson* remarque tout d'abord qu'il est bien connu que les petits moteurs à courant continu sont désavantageux pour des grandes vitesses angulaires, tandis que dans le cas de moteurs asynchrones, et plus particulièrement des moteurs triphasés, l'adoption d'une grande vitesse est nécessaire.

[1] *L'Éclairage Électrique*, t. XXXIX, p. 271, 14 mai 1904.

L'auteur rappelle ensuite qu'il est difficile de comparer des machines de genre différent, mais qu'il a obtenu toujours de bons résultats à l'aide de la formule empirique.

$$\frac{W}{n} = 1,05\, k\, \mathrm{AD}p\Phi\, 10^{-12}$$

W étant la puissance en kilovolts-ampères, n la vitesse en tours par minute, A le nombre d'ampères-conducteurs par centimètre de développement de l'induit, D le diamètre en centimètres, p le nombre de paires de pôles et k un coefficient égal environ à l'unité pour les dynamos à courant continu et à 1,11 pour tous les genres de machines à courants alternatifs.

Cette formule montre que pour une puissance donnée et une vitesse donnée, on peut faire varier indépendamment trois des quantités A, D, p et Φ avec les dynamos à courant continu et deux des quantités A, D et Φ avec les dynamos à courants alternatifs. Dans le premier, A est toutefois limitée par la bonne commutation, tandis que dans le second, il existe une certaine relation entre A et Φ.

M. Sylvanus Thompson compare alors les moteurs à courant continu calculés par M. Hobart et remarque que le moteur de plus faible vitesse a huit pôles quatre fois plus volumineux environ que les quatre pôles de la dynamo de plus grande vitesse. Les diamètres varient seulement dans le rapport de 2,5 à 1, et le nombre d'ampères-conducteurs est à peu près le même sur toutes les machines; il en résulte que le moteur de plus faible vitesse satisfait moins bien à la formule indiquée que celui de plus grande vitesse.

En ce qui concerne les moteurs d'induction à faible fréquence, le nombre de pôles est de 36 dans le premier avec un flux de $1,35.10^6$, tandis que le dernier n'a que 4 pôles avec un flux de $5,35.10^6$. Les pôles sont, de plus, moins larges dans le sens axial pour la vitesse la plus faible, alors que c'était le contraire pour les moteurs à courant continu.

Pour les trois autres moteurs, le flux total émanant de l'ensemble des pôles est le même sensiblement, et la largeur va encore en augmentant lorsque le nombre de pôles diminue.

Enfin, M. Sylvanus Thompson fait remarquer que la bonne utilisation des matériaux dépend de la vitesse linéaire à la périphérie de l'induit, que les vitesses pour les différents moteurs à courant continu sont très différentes et enfin que le prix élevé du moteur à plus faible vitesse vient de sa faible vitesse périphérique, nécessitée peut-être à cause de la difficulté de construction du collecteur.

M. *C. V. Drysdale* regrette que les comparaisons de M. Hobart n'aient pas porté sur des moteurs de plus faible puissance, de 5 à 25 chevaux par exemple. En ce qui concerne l'établissement du prix de revient, il faut remarquer que le prix pour des moteurs de 2 à 10 chevaux est de 3,10 fr par centimètre carré de surface du fer induit dans l'entrefer.

Pour montrer d'ailleurs que le prix de revient dépend de la largeur du fer et non de la longueur de chaque conducteur, l'auteur donne les dimensions d'une série de machines de divers constructeurs avec valeur du prix de revient par centimètre carré de surface de l'entrefer et par centimètre carré du produit du diamètre par la longueur d'un conducteur.

M. *Meyer* fait remarquer que les moteurs

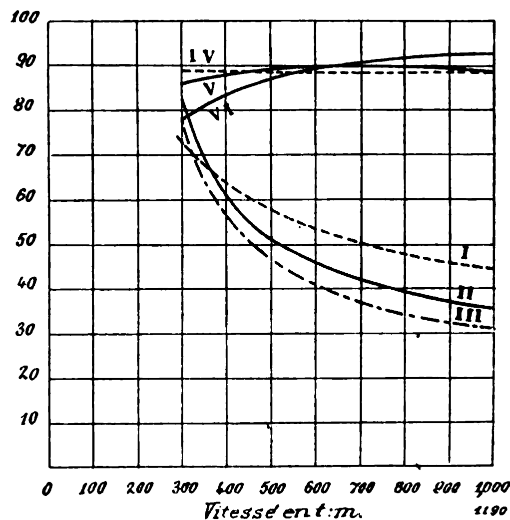


Fig. 1. — Comparaison entre des moteurs à courant continu à courants alternatifs de 45 chevaux.

I. Prix relatifs des moteurs à courant continu; II. Prix relatifs des moteurs asynchrones avec bagues; III. Prix relatifs des moteurs asynchrones à cage d'écureuil; IV. Rendements des moteurs à courant continu; V. Rendements des moteurs asynchrones; VI. Facteurs de puissance à pleine charge.

calculés par M. Hobart ne sont pas tout à fait en accord avec ceux existants. Il remarque que pour des moteurs d'induction courants, le prix de revient est proportionnel à $D^{1,8}L$, et fait obser-

ver que quelques-unes des vitesses adoptées sont inadmissibles en pratique.

Pour montrer la valeur des résultats obtenus par M. Hobart, il reproduit par des courbes les prix de revient relatifs et les rendements de moteurs, exécutés par la Cie Thomson-Houston, en fonction de la vitesse angulaire et pour une même puissance. Les courbes de la figure 1 se rapportent à des moteurs de 45 chevaux, elles montrent pour 1 000 t : m, par exemple, une différence de prix de 24 p. 100 en faveur des moteurs à bagues et de 42 p. 100 en faveur des moteurs à cage d'écureuil, soit en moyenne 33 p. 100, alors que M. Hobart donne 50 p. 100 environ. De plus, à 375 t : m le prix est le même pour les moteurs à courant continu et les moteurs d'induction à bagues, alors que les résultats de M. Hobart indiquent que les deux courbes s'écartent l'une de l'autre lorsque la vitesse diminue.

Sur la figure 2, les résultats, qui se rapportent à des moteurs de 10 chevaux, sont tout autres ; les moteurs à courant continu sont moins coûteux que les moteurs asynchrones. Même avec cage d'écureuil les moteurs asynchrones ne deviennent moins chers qu'au-dessous de 1 000 t : m.

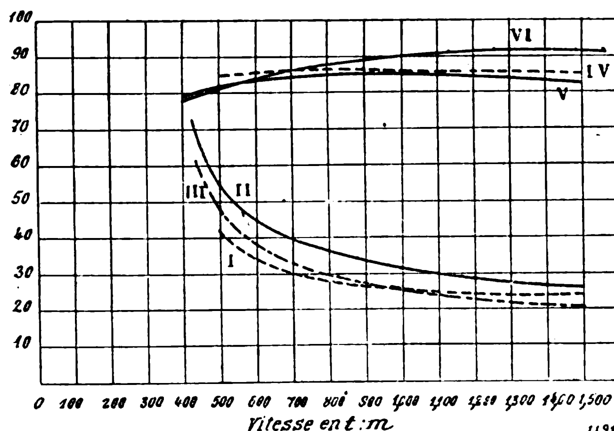


Fig. 2. — Comparaison entre des moteurs à courant continu et à courants alternatifs de 10 chevaux.

I, II, III, IV, V, VI ; mêmes significations que pour la figure 1.

M. Meyer montre en outre que la réduction du prix de revient entre les moteurs à cage d'écureuil et ceux à bagues diminue lorsque le diamètre augmente. La courbe de la figure 3 établit en effet que la différence n'est pas de 25 p. 100 comme le dit M. Hobart, mais de 8 à 10 p. 100 pour un moteur normal de 150 chevaux. En somme, M. Meyer n'accepte aucune des deux premières conclusions de M. Hobart.

Après quelques critiques peu importantes de MM. *Stoney*, *Williamson*, *Mac Leod*, *Mac Laren*, *Ursing* et *Hess*, M. *Esson* approuve en somme les principaux points de la communication de M. Hobart, et dit que la formule donnée par M. Sylvanus Thompson est inutile et que la vieille formule

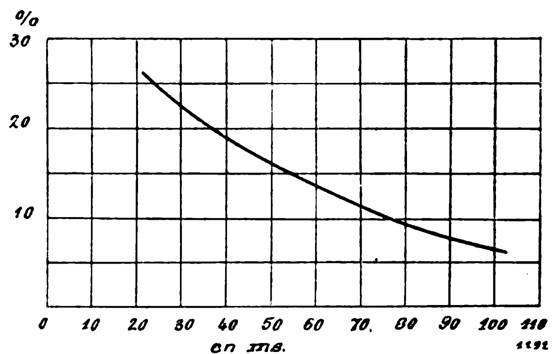


Fig. 3. — Pourcentage de réduction de prix des moteurs à cage d'écureuil par rapport aux moteurs à bagues.

$$P = kD^2Ln$$

où P est exprimé en chevaux et où k est un coefficient, donne d'aussi bons résultats. La constante k qui dépend du glissement, du nombre de conducteurs, de l'induction dans l'entrefer du pas polaire, etc., augmente avec la puissance et par suite avec le diamètre comme le montre la figure 4, ce qui tient à ce que plus le pas est

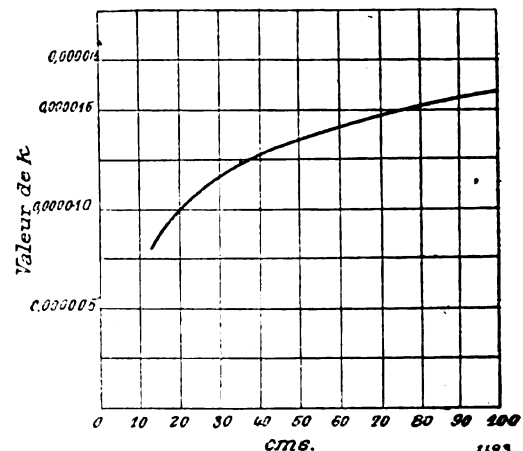


Fig. 4. — Valeur de la constante k de la formule d'Esson.

petit plus l'entrefer est moindre. Toutefois dans les moteurs de M. Hobart, pour 63 périodes la constante k est sensiblement la même.

M. *Hobart* répond aux diverses objections qui lui ont été posées, il dit en particulier qu'il est convaincu qu'on peut encore augmenter le nombre d'ampères-conducteurs par centimètre de périphérie, tout en ayant une bonne commutation. L'auteur ne pense pas comme M. Sylvanus Thompson que l'emploi de grandes vitesses périphériques permet de réduire le prix de revient, à cause des difficultés mécaniques qu'on rencontre.

Si en effet on fait intervenir ces conditions dans le calcul du prix de revient, on peut montrer qu'une machine à faible vitesse linéaire sera souvent moins coûteuse. Reprenons la formule du prix d'usinage du moteur donnée par l'auteur.

$$F = K.D\,(\lambda_t + 0{,}7a)$$

λ_t étant la largeur du fer et a le pas polaire, et la formule d'Esson

$$W = kD\lambda^2_t n$$

W étant exprimé en watts.

Adoptons pour des moteurs de 15 à 150 chevaux la valeur 0,001 de k, nous déduirons de la deuxième formule

$$D^2\lambda_t = 1000\,\frac{W}{n}.$$

Si f est la fréquence on déduit de

$$f = \frac{np}{60}$$

et de

$$a = \frac{\pi D}{2p},$$

la relation

$$D = \frac{120\,af}{\pi n} = 38.2\,\frac{af}{n}.$$

Portons cette valeur de D dans l'expression du prix de revient, et dans la formule d'Esson, il vient

$$F = K.\ 38{,}2\,\frac{af}{n}\,(\lambda_t + 0{,}7\,a),$$

et

$$\lambda_t = \frac{0{,}685\,nW}{f^2a^2};$$

ou en éliminant λ_t

$$F = \frac{26{,}4\ KW}{a^2f} + \frac{26{,}4\ Kfa^2}{n}$$

Dans cette formule KW, f et n sont en général donnés, on peut donc chercher la valeur de a qui rend F minimum. La dérivée est

$$-\frac{26{,}4KW}{a^2f} + \frac{52{,}8\ Kfa}{n}.$$

En l'égalant à zéro, on obtient pour déterminer a l'équation

$$\frac{2fa^3}{n} = \frac{W}{f}$$

d'où

$$a = 0{,}795\sqrt{\frac{Wn}{f^2}}$$

formule qui donne la meilleure valeur de a pour $k = 0{,}001$.

Cette façon de déterminer n'est peut-être pas à l'abri de toute critique, car elle conduira dans certains cas à une vitesse périphérique trop grande et dans d'autres à une vitesse trop petite.

La valeur correspondante de la vitesse linéaire v en mètres par seconde est

$$\begin{aligned} v &= \frac{\pi Dn}{60 \times 100} \\ &= 0{,}000525\ Dn \\ &= 0{,}02\ af \\ &= 0{,}0159\sqrt[3]{Wnf}, \end{aligned}$$

formule qui montre que v sera très grande pour des moteurs à fréquence et à vitesse élevées, et petite dans le cas de faible fréquence et de faible vitesse.

M. Hobart applique cette formule à un moteur de 75 chevaux à 630 t : m, 42 periodes, 8 pôles et à cage d'écureuil; il trouve par v la valeur

$$\begin{aligned} v &= 0{,}0159\sqrt{56\,000 \times 630.42} \\ &= 18{,}1 \text{ mètres par seconde} \end{aligned}$$

On déduit ensuite

$$a = 21{,}6\ \text{cm} \qquad D = 55\ \text{cm} \quad \text{et} \quad \lambda_t = 29{,}4$$

Le prix d'usinage est de

$$\begin{aligned} F &= 0{,}75\ \text{fr}\ .\ 55{,}4\ (29{,} + 0{,}7 \times 21{,}6) \\ &= 1\,840\ \text{francs}. \end{aligned}$$

En réponse à M. Drysdale, M. Hobart dit qu'il a adopté dans la formule D L la longueur d'un conducteur sans justification théorique, et uniquement parce qu'elle lui a donné d'excellents résultats pour des puissances de 5 à 500 chevaux, c'est-à-dire variant du simple au centuple alors que M. Drysdale ne donne de résultats que pour des machines de puissance variant du simple au triple.

En réponse à la proposition de M. Meyer de prendre comme prix d'usinage une quantité proportionnelle à $D^{1,8}$ L, M. Hobart pense que la valeur de L introduite ici est la longueur du fer, ce qui rendrait ce prix voisin de la loi D^2 L comme la puissance à vitesse constante, ce qui n'est pas admissible.

Quant aux courbes fournies par M. Meyer, elles confirment en gros les deux dernières conclusions du travail de M. Hobart.

C.-F. G.

Le Gérant : Ch. COINTE.

TABLE MÉTHODIQUE DES MATIÈRES

ÉLECTRICITÉ ET MAGNÉTISME

Théories et Généralités.

Génération et Transformation de l'énergie électrique.

Accumulateurs.

Transmission et Distribution.

Applications thermiques.

Traction et Propulsion.

Télégraphie et Téléphonie.

Éclairage électrique.

Électrochimie et Électrométallurgie.

Applications thermiques.

Divers.

Etudes financières.

MESURES

SOCIÉTÉS SAVANTES, CONGRÈS, EXPOSITIONS

Sociétés savantes, techniques et industrielles.

Expositions, Congrès, Laboratoires.

Brevets.

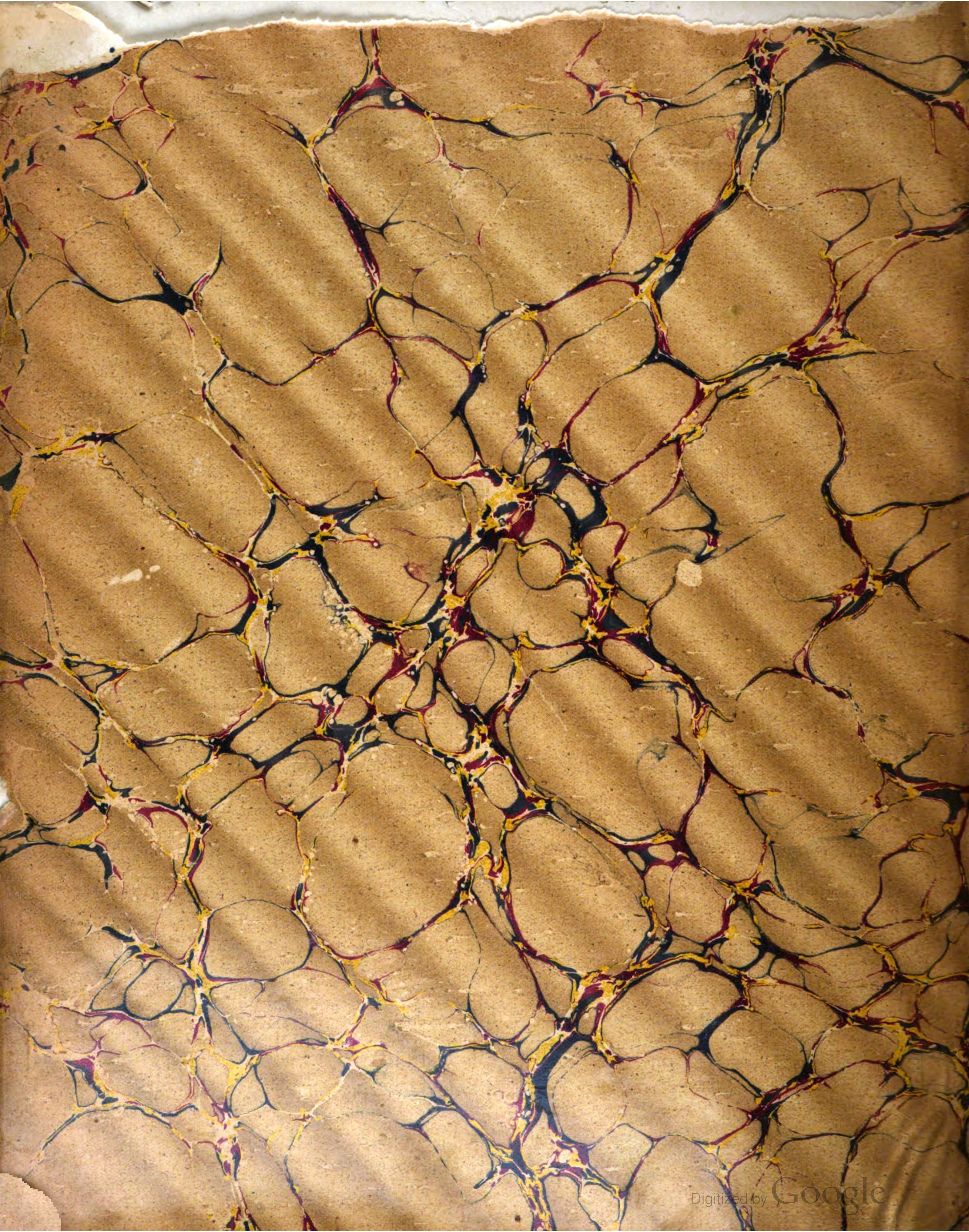
Bibliographie.

TABLE DES NOMS D'AUTEURS

T

V

W




UNIVERSITY OF MICHIGAN
3 9015 07500 0474

